

**Messung der Lebensdauer
des
 $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes
von heliumähnlichen
Argon-Rückstoßionen**

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
GERHARD HUBRICHT
aus Hagen

Bochum 1987

**Messung der Lebensdauer
des
 $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes
von heliumähnlichen
Argon-Rückstoßionen**

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
GERHARD HUBRICHT
aus Hagen

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am 22. April 1987

Tag der mündlichen Prüfung 25. Mai 1987

Referent Prof. Dr. P.H. Heckmann

Korreferent Prof. Dr. B.A. Huber

Inhaltsverzeichnis

Seite

Inhaltsverzeichnis

1

überblick

5

0. Einleitung

6

1. Beschreibung des Zerfalls des 2 3S_1 -Zustandes in heliumähnlichem Argon

8

1.1. Termschema des heliumähnlichen Argons

8

1.2. Theoretische Modelle zur Beschreibung des Zerfalls des 2 3S_1 -Zustandes

13

2. Messungen an schnellen Ionen

19

2.1. Messung der Lebensdauer des 1s2s 3S_1 -Zustandes in heliumähnlichem Argon durch Marrus und Schmieder

19

2.2. Messung der Lebensdauer des 1s2s 3S_1 -Zustandes in heliumähnlichen Ionen (Cl, S) durch Bednar

22

3. Erklärung der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie durch Lin und Armstrong

24

4.	Vorüberlegungen zu den Messungen an langsamen Ionen (Rückstoßionen)	28
4.1.	Überlegungen zur Kinematik	28
4.2.	Näherungsformel für die Energie der Rückstoßionen	33
5.	Überlegungen zur Nutzung von Rückstoßionen	34
6.	Messung der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon an langsamen Ionen	35
6.1.	Übersicht über den experimentellen Aufbau	37
6.2.	Gaszelle und Gassystem	41
6.2.1.	Extraktion der Rückstoßionen aus der Gaszelle	48
6.3.	Elektrisches Linsensystem	49
6.4.	Sollerspalte	51
6.5.	Ortsempfindlicher Proportionalzähler	52
6.5.1.	Prinzip des Proportionalzählers	52
6.5.2.	Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers	56
6.5.3.	Untersuchung der Ortsauflösung des Proportionalzählers	62

6.6.	180°-Sektormagnet	71
6.6.1.	Aufbau und Funktion	71
6.6.2.	Berechnung der für die Ladungszustandstrennung notwendigen magnetischen Feldstärke	75
6.7.	180°-Zylinderkondensator	80
6.8.	Aufbau und Funktionsweise der Elektronik	84
7.	Ergebnisse der Messung der Lebensdauer des $1s2s$ 3S_1 -Zustandes in heliumähnlichem Argon an langsamen Ionen	87
7.1.	Fehlerbetrachtung	94
8.	Weiterentwicklungsmöglichkeiten des experimentellen Aufbaus	96
9.	Zusammenfassung und Ausblick	98
	Anhang	99
A1.	Inner-Schalen-Ionisation eines Targetatoms durch Stoßprozesse	99
A1.1.	Quasimolekulare Anregung (MO-Modell)	100
A1.2.	Coulombionisation	102
A1.2.1.	SCA, PWBA, BEA-Theorien	102

A1.2.2.	Monte Carlo-Methode mit klassischen Trajektorien	105
A1.3.	Elektroneneinfang	105
A1.4.	Autoionisation	106
B1.	Ablagerungen auf den Anodendrähten von Proportionalzählern	108
	Literaturverzeichnis	119
	Danksagung	

überblick

Die vorliegende Arbeit zielt auf die Demonstration eines neuen Meßverfahrens für die Bestimmung der Lebensdauer metastabiler Zustände in hochionisierten Atomen ab.

Frühere Messungen der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Chlor und Argon an schnellen Ionenstrahlen hatten, unter der Berücksichtigung aller bekannten typischen Fehler, einen Lebensdauermeßwert ergeben, der unter den theoretischen Vorhersagen lag. Ein Ziel dieser Arbeit bestand darin, durch ein anderes Meßverfahren, unter Verwendung langsamer Ionen und damit Vermeidung einiger systematischer Fehler der früheren Messungen, dieselbe Größe für heliumähnliches Argon neu zu bestimmen. Die hochionisierten Ionen (Rückstoßionen) wurden im Ion-Atom-Stoß in einer Gaszelle gebildet und dann aus dem Bereich hoher Teilchendichte durch ein elektrisches Feld in den des Hochvakuums gebracht wurden. Es konnte gezeigt werden, daß ein Teil der Rückstoßionen hochangeregt war. Dies war die Voraussetzung für die Lebensdauermessung.

Innerhalb eines neuen Meßaufbaus wurde ein ortsempfindlicher Proportionalzähler entwickelt sowie ein 180° -Sektormagnet zur Ladungstrennung eingesetzt. In einer Art Flugzeitmessung konnte dann die Lebensdauer $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon bestimmt werden.

Das Meßergebnis ($\tau(1s2s\ ^3S_1) = 203\text{ns} \pm 12\text{ns}$) ist präziser als die früheren Messungen am schnellen Ionenstrahl und im Rahmen der Fehler mit den theoretischen Vorhersagen verträglich.

0. Einleitung

Die physikalischen Prozesse, die auf und in der Sonne ablaufen, verbergen noch so manche Überraschung für den Beobachter auf der Erde. Ein Verfahren zur Bestimmung der Elektronendichte in der Sonnenkorona besteht, so fanden Gabriel und Jordan [GabJ 69], in der Untersuchung der relativen Intensitäten der Resonanz-, Interkombinations- und verbotenen Linien von heliumartigen Ionen.

Unter Zuhilfenahme von bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich dann die Temperatur und die Dichte der Elektronen in der Sonnenkorona ermitteln. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß in aktiven Regionen die größten Elektronendichten dort vorkommen, wo die Elektronentemperaturen am höchsten sind. Intensitäten und Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich im Gegensatz zu den wasserstoffähnlichen Ionen in heliumartigen Ionen nicht exakt berechnen.

Fügt man einem Eielektronensystem (Wasserstoff oder wasserstoffähnliche Ionen), für das exakte Lösungen vorhanden sind, ein zweites Elektron (Helium oder heliumähnliche Ionen) hinzu, so verläßt man den "sicheren Boden". Die Theorie (es handelt sich um ein "Drei-Körper-Problem", Atomkern und zwei Elektronen) kann nur noch Näherungslösungen anbieten. In den theoretischen Modellen muß das Pauli-Prinzip, demzufolge keine zwei Elektronen in allen Quantenzahlen übereinstimmen können, berücksichtigt werden. Die theoretische Beschreibung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung stellt den größten Unsicherheitsbeitrag bei der Interpretation der Experimente in Hinsicht auf QED-Effekte dar. Lebensdauerermessungen an langlebigen Zuständen der heliumähnlichen Ionen haben, wegen der von der Theorie recht präzise vorhersagbaren Vergleichswertewerte, eine große Beachtung gefunden (siehe Übersicht in Mar 73), dabei ist besonders interessant der relativistische Zerfall des $2\ ^3S_1$ -Zustandes. Die Bestimmung des Lebensdauerwertes dieses Zustandes stellt somit einen empfindlichen Test auf die Modellrechnungen (z. Beispl.

unterschiedliche Näherungen des Breitoperators) dar, inwieweit in diesen relativistische Effekte auf die Atomstruktur berücksichtigt wurden (Kapitel 1).

Die ersten Messungen des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon lieferten systematisch und signifikant zu kleine Werte im Vergleich zu verschiedenen theoretischen Voraussagen (MarS 72) (Kapitel 2).

Es gibt Hinweise (Kapitel 3), die auf systematische Fehler in den ersten Experimenten schließen lassen; neuere Messungen und solche an Elementen (Kapitel 2.1.) mit anderen Kernladungszahlen sind annäherungsweise im Einklang mit der Theorie.

Eine neue Meßmethode (im Rahmen einer Pilotstudie), die besseren Zugriff auf den gesuchten Wert der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in Ar^{16+} ermöglichen soll, wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Im Gegensatz zu früheren Experimenten an schnellen Ionen (Kapitel 2) wurde die Lebensdauerermessung an langsamen Argonionen (Kapitel 4) durchgeführt. In einem Ion-Atom-Stoß in einer Gaszelle wurden die langsamen Ionen als sogenannte Rückstoßionen erzeugt (Kapitel 6.2). Ein elektrisches Feld extrahierte diese aus der Wechselwirkungszone. Auf diese Art und Weise lassen sich auch angeregte Rückstoßionen aus der Gaszelle in den Bereich des Hochvakuums bringen (Kapitel 6.3.). Im Falle der Argon-Rückstoßionen beobachtete ein ortsempfindlicher Proportionalzähler (Kapitel 6.5.) den Zerfall des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon. Die Rückstoßionen konnten durch einen Sektormagneten nach Ladungszuständen getrennt werden (Kapitel 6.6.). Bei gleichem Ladungszustand der Rückstoßionen war eine Selektion nach ihrer kinetischen Energie möglich. Das Meßergebnis der Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon ist mit den theoretischen Vorhersagen verträglich (Kapitel 7).

1. Beschreibung des Zerfalls des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon

1.1. Termschema des heliumähnlichen Argons

Abbildung 1 zeigt schematisch die Zerfälle der Zustände in der $n=2$ Schale in heliumähnlichem Argon.

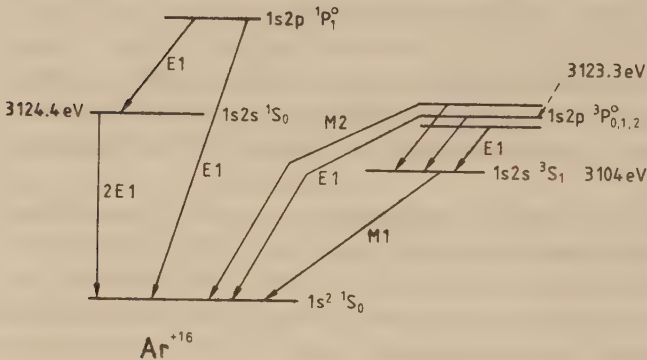


Abbildung 1
 Termschema von heliumähnlichem Argon
 Für einige Zustände sind die Anregungsenergien angegeben.

In jedem heliumähnlichen Ion erwartet man folgende Linien, die von dem Zerfall der Zustände

- $1s2p\ ^1P_1$ Resonanzlinie (elektrische Dipolstrahlung)
 - $1s2p\ ^3P_1$ Interkombinationslinie (elektrische Dipolstrahlung)
 - $1s2s\ ^3S_1$ "verbotene Linie" (magnetische Dipolstrahlung)
- hervorrufen.

Die Wellenlängen der Linien nehmen in dieser Reihenfolge zu.

Bei Ionen mit einer Kernladungszahl Z größer 10 trägt ferner der magnetische Quadrupolübergang ($M2$)

$1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ (Übergangsenergie 3126.91eV [JohL 76a])

der vom elektrischen Dipolübergang ($E1$)

$1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ (Übergangsenergie 3124.54eV [JohL 76a])

spektral nicht zu trennen ist, wesentlich zur beobachteten Interkombinationslinie bei [Gar 67].

Im folgenden wird auf die Zustände unterschiedlicher Lebensdauer in der $n=2$ Schale von Ar^{16+} näher eingegangen.

$1s2s\ ^1S_0$ -Zustand

Der Zustand $1s2s\ ^1S_0$ ist gegen sämtliche Ein-Photon-Zerfälle stabil und kann mit dem Grundzustand $1s^2\ ^1S_0$ nur über einen Zwei-Photonen-Zerfall kombinieren. Zerfälle mit Emission eines Photons sind verboten, denn es liegt ein $J=0 \rightarrow J'=0$ (J Gesamtdrehimpuls) Übergang vor. Die Zwei-Photonen-Zerfallsrate für Helium wurde von Dalgarno [Dal 66, VicD 76] berechnet

$$A_{2E1} (1\ ^1S_0 - 2\ ^1S_0) = 51.3\ s^{-1}.$$

Dies entspricht einer Lebensdauer des Zustandes von 19.5ms; van Dyck et al. bestimmte experimentell $(19.7 \pm 1.0)ms$ [DycJ 71].

Für große Kernladungszahlen nähert sich die Übergangsrate $A_{2E1} (1\ ^1S_0 - 2\ ^1S_0)$ im heliumähnlichen System bis auf einen Faktor 2 der Übergangsrate $A_{2E1} (1\ ^2S_{1/2} - 2\ ^2S_{1/2})$ im wasserstoffähnlichen System, denn für große Z ist im heliumähnlichen System die Abschirmung σ des $1s$ -Elektrons nahezu konstant.

Dementsprechend gibt Drake [DraV 69] für die Übergangsrate als Funktion von der Kernladungszahl die folgende Beziehung an

$$A_{2E1}(1\ ^1S_0 - 2\ ^1S_0) = 16.452 (Z-\sigma)^6\ s^{-1}.$$

Die Größe σ , die die Abschirmung des Coulombfeldes durch das $1s$ -Elektron berücksichtigt, muß theoretisch oder experimentell bestimmt werden.

Für Argon führte Drake die neueste Rechnung durch. Das Ergebnis, $\sigma=0.792$, ist in dem Aufsatz von Marrus [MarS 72] als private Mitteilung erwähnt.

Setzt man die Abschirmungsgröße in die obige Formel ein, so erhält man für heliumähnliches Argon eine Übergangsrate von

$$A_{2E1}(2\ ^1S_0) = 4.26 \cdot 10^6\ s^{-1}.$$

Dies entspricht einer Lebensdauer des $2\ ^1S_0$ -Zustandes von 2.35 ns. Marrus und Schmieder bestimmten das experimentelle Resultat [MarS 72]

$$\tau(2\ ^1S_0) = (2.3 \pm 0.3)\ ns.$$

$1s2p\ ^3P_2$ -Zustand

Der Zustand $1s2p\ ^3P_2$ in heliumähnlichem Argon zerfällt zu 47% in den Grundzustand $1\ ^1S_0$ unter Abgabe von magnetischer Quadrupolstrahlung (M2) und zu 53% durch elektrische Dipolstrahlung (E1) in den $2\ ^3S_1$ -Zustand [LinJ 77].

Wie gesagt, kann der Zustand $1s2p\ ^3P_2$ durch magnetische Quadrupolstrahlung in den Grundzustand $1s^2\ ^1S_0$ übergehen. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist dabei ungefähr proportional zu Z^6 . Für $Z > 18$ wird [HatG 81, DraV 69] dieser Übergang dominant.

Lin berechnete die Lebensdauer des Zustandes $1s2p\ ^3P_2$ zu 1.48ns für Ar^{16+} [LinJ 77]. Experimentell fanden Dohmann und Liesen $\tau = (1.44 \pm 0.09)ns$ [DohL 78].

Sie beobachteten dabei den M2-Kanal, im Unterschied zu Davis und Marrus [DavM 77], die den E1-Kanal untersuchten, und für die Lebensdauer den Wert $\tau(1s2p\ ^3P_2) = (1.62 \pm 0.08)ns$ erhielten. Es gibt also zwei nicht mit einander verträgliche experimentelle Ergebnisse.

$1s2p\ ^1P_1$ -Zustand

und $1s2p\ ^3P_1$ -Zustand

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung bewirkt eine Mischung der Zustände $1s2p\ ^1P_1$ und $1s2p\ ^3P_1$, und ermöglicht so dem letzterem einen E1-Übergang in den $1s^2\ ^1S_0$ Grundzustand. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang wächst proportional zu Z^{10} an. Für die Kernladungszahl Z größer 7 wird dieser Interkombinationsübergang dominant, der $2\ ^3S_1 - 2\ ^3P_1$ Zerfallsweg wird dann entsprechend schwächer und zum letzten Male für $Z=12$ (Magnesium) beobachtet [KleM 85].

Lin et al. gibt für die Lebensdauer der Zustände im Ar^{16+} folgende theoretische Werte an [LinJ 77]

$$\tau(2\ ^1P_1) = 9.34fs \text{ und } \tau(2\ ^3P_1) = 0.55ps.$$

Eine Übersicht über die Lebensdauerwerte der Zustände in der $n=2$ Schale vom Ar^{16+} ist in der Tabelle 1 wiedergegeben.

Der Zerfall des langlebigen Zustandes $1s2s\ ^3S_1$, er geht unter Aussendung magnetischer Dipolstrahlung (M1) in den Grundzustand über, wird im Kapitel 1.2. behandelt.

Tabelle 1:

Zustand	$\tau_{\text{exp.}}/\text{ns}$	$\tau_{\text{theor.}}/\text{ns}$
$2\ ^1\text{S}_0$	2.3 ± 0.3 [MarS 72]	2.35 [MarS 72]
$2\ ^3\text{S}_1$	172 ± 30 [MarS 72] 202 ± 20 [GouM 76]	212.7 [Dra 71]
$2\ ^3\text{P}_2$	1.44 ± 0.09 [Dohl 78]	1.48 [LinJ 77]
$2\ ^3\text{P}_2$	1.62 ± 0.08 [DavM 77]	
$2\ ^3\text{P}_1$		0.6 ps [LinJ 77]
$2\ ^1\text{P}_1$		9.3 fs [LinJ 77]

(Siehe Tabelle 2, in der die Werte für den $2\ ^3\text{S}_1$ -Zustand weiterer Theoretiker und Experimentatoren angegeben sind.)

In Atomen oder Ionen sind angeregte Zustände zu finden, die aufgrund von Auswahlregeln nur durch Multipolstrahlung höherer Ordnung oder Mehrphotonenübergänge zerfallen können. Wegen der vergleichsweise hohen Lebensdauer werden diese Zustände als metastabil bezeichnet. Zu den höheren Multipolstrahlungen gehören unter anderem die magnetische Dipolstrahlung (M1) und die elektrische Quadrupolstrahlung (E2). Die Auswahlregeln für Multipolstrahlung lassen sich folgendermaßen formulieren:

Elektrische Dipolstrahlung E1:	$\Delta J = 0, \pm 1; 0 \leftrightarrow 0$ verboten; Paritätswechsel;
Magnetische Dipolstrahlung M1:	$\Delta J = 0, \pm 1; 0 \leftrightarrow 0$ verboten; kein Paritätswechsel
Elektrische Quadrupolstrahlung E2:	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2;$ $0 \leftrightarrow 0, 1/2 \leftrightarrow 1/2, 0 \leftrightarrow 1$ verboten; kein Paritätswechsel.

Die Lebensdauer der metastabilen Zustände kann um Größenordnungen höher sein als die Lebensdauer der Zustände, die spontan unter Abgabe von elektrischer Dipolstrahlung zerfallen können.

Die Übergangswahrscheinlichkeit hängt direkt von der Kernladungszahl Z ab. Dabei geht der

erlaubte elektrische Dipolübergang mit $\Delta n=0$	mit Z^1 ,
erlaubte elektrische Dipolübergang mit $\Delta n \neq 0$	mit Z^4 ,
2 E1-Zwei-Photonen-Zerfall	mit Z^6 ,
(Beispiel 2 $^1S_0 \rightarrow 1 \ ^1S_0$)	
magnetische Quadrupolübergang	mit Z^6 ,
(Beispiel 2 $^3P_2 \rightarrow 1 \ ^1S_0$)	
spinbahnkopplungsinduzierte Interkombination	mit Z^{10} ,
(Beispiel 2 $^3P_1 \rightarrow 1 \ ^1S_0$)	
relativistische magnetische Dipolstrahlung	mit Z^{10} ,
(Beispiel 2 $^3S_1 \rightarrow 1 \ ^1S_0$).	

Die relative Häufigkeit der Übergänge höherer Multipolarität nimmt mit größer werdender Kernladungszahl zu.

1.2. Theoretische Modelle zur Beschreibung des Zerfalls des 2 3S_1 -Zustandes

Im Jahre 1940 veröffentlichten Breit und Teller [BreT 40] die Aussage, daß sich der Zustand $1s2s \ ^3S_1$ in heliumähnlichen Ionen über einen Zwei-Photonen-Zerfall abregt. Breit und Teller lieferten eine Abschätzung dahingehend, daß der Ein-Photon-Zerfall unter Abgabe von magnetischer Dipolstrahlung sehr viel langsamer sein sollte und somit völlig zu vernachlässigen wäre.

Diese Annahme stellte sich später als falsch heraus.

Bei einem Zwei-Photon-Zerfall des $1s2s \ ^3S_1$ -Zustandes in das Grundniveau $1s^2 \ ^1S_0$ erwartet man keine scharfe Linie sondern ein Kontinuum, denn der Übergang geht über virtuelle

Zwischenzustände. Die Energie des $2\ ^3S_1$ -Zustandes wird dabei statistisch auf die zwei Photonen verteilt.

Im Jahre 1969 fanden Gabriel und Jordan [GabJ 69] im solaren Röntgenspektrum intensive scharfe Linien, die sie als die "verbotene" Linie $1s^2\ ^1S_0 - 1s2s\ ^3S_1$ von heliumähnlichen Ionen (C^{4+} bis Si^{12+}) identifizierten.

Gabriel und Jordan folgerten, daß die Ein-Photonen-Zerfallsrate unterschätzt worden sei und daß es sich bei den gefundenen Linien um M1-Strahlung handele.

Griem berechnete als erster die Wahrscheinlichkeit für den magnetischen Dipolübergang $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ [Gri 69]. Er benutzte die Diractheorie unter Verwendung einer Näherung der Wellenfunktion durch Produkte von Dirac-Spinoren für Wasserstoff [Gri 69]. Seine Rechnung für die Übergangswahrscheinlichkeit enthielt einen algebraischen Fehler, der zu der falschen Z -Abhängigkeit (Z^0) der Übergangswahrscheinlichkeit von der Kernladungszahl führte. Im Jahre 1970 korrigierte er sich [Gri 70] und kam zu der richtigen Z^{10} -Abhängigkeit.

Für große Kernladungszahlen Z gibt es eine Näherung von Drake und Victor für die Übergangswahrscheinlichkeit dieses Zustandes in den Grundzustand:

$$A_{M1}(1\ ^1S_0 - 2\ ^3S_1) = 1.66 \cdot 10^{-6} Z^{10} s^{-1} \text{ [DrakV 69].}$$

Sie liefert allerdings für Argon einen zu kleinen Wert. Zur genaueren Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit werden exakte Lösungen der Eigenwertgleichung für die Zustände $2\ ^3S$ und $1\ ^1S$ heliumähnlicher Ionen gesucht. Das Rechenverfahren beruht auf einer Variations- und Störungsrechnung von Scherr und Knight [SchK 63]. Darin werden Entwicklungen der Eigenfunktionen und Eigenwerte nach Potenzen von Z^{-1} verwendet.

Drake berechnete die Übergangswahrscheinlichkeit zum Grundzustand und damit die Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes

mit einer "Semiklassischen Methode". Er führte dazu für das emittierte Photon ein Vektorpotential [AkhB 65] als äußere Störung in den Dirac-Breit-Hamiltonoperator [BetS 57] ein. Der Breit-Operator, in der von Bethe und Salpeter für das Zwei-Elektronen-System angegebenen Form, besteht aus zwei Termen. Der erste Term beschreibt die magnetische Wechselwirkung der Elektronen, der zweite die relativistische Retardierung der Coulombabstoßung zweier gebundener Elektronen. Der Breit-Operator ist eine recht gute Näherung für den nicht Lorentz-invarianten Wechselwirkungsoperator zwischen den Elektronen, der die elektrostatische Abstoßung $(-e^2)/(4\pi\epsilon_0 r_{12})$ mit dem Abstand r_{12} der Elektronen voneinander enthält. Das Vektorpotential des "sphärischen Photons" (Produkt aus Vektorkugelfunktion, sphärischer Besselfunktion, einem Faktor, der die Photonenenergie enthält und $e^{-i\omega t}$) wird nach Potenzen des Argumentes der sphärischen Besselfunktion entwickelt.

Aus der Entwicklungsreihe hat Drake sowohl den ersten Term, der eine relativistische Energiekorrektur beschreibt, als auch den zweiten Term, der bezüglich der endlichen Wellenlänge korrigiert (für Röntgenstrahlung ist die Wellenlänge nicht mehr groß gegenüber dem Atomdurchmesser, so daß das Argument der Besselfunktion $\omega x/c$ nicht klein gegen 1 ist) in seinen Rechnungen berücksichtigt. Bei der weiteren Rechnung wurden sowohl die QED-Selbstenergie-Korrektur als auch Strahlungskorrekturen am Coulombgesetz vernachlässigt.

Nach Dalgarno und Drake [DalG 69, Dra 71] werden die Anfangs- und Endzustands-Wellenfunktionen aus einem Satz von ortho-normalen Basisfunktionen konstruiert. Die gesuchten Eigenfunktionen werden nach diesem (endlichen) Basissatz entwickelt. Mit einem unendlich dimensional Basissatz würde man eine exakte Lösung erhalten. Aber auch der auf 47 Basisfunktionen beschränkte Basissatz führt zu mehr oder weniger genauen Resultaten.

Die korrelierten nichtrelativistischen Wellenfunktionen $11\ ^1S$ und $12\ ^3S$ sind mit Hilfe von Variationsrechnungen und einer Entwicklung nach Potenzen von Z^{-1} bestimmt worden. Da im Argon relativistische und Korrelationseffekte nur schwach sind, ist die Rechenmethode gerechtfertigt. Drake führte auch QED-Rechnungen durch bis zu einer Ordnung $(\alpha Z)^2$ (α Feinstrukturkonstante, Z Kernladungszahl) und konnte nachweisen, daß die Methode, wie er den Breit-Operator angewendet hatte, korrekt war.

Aus den Rechnungen erhielten Dalgarno und Drake eine Z^{-1} -Abhängigkeit für die M1-Zerfallsrate des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes und eine Lebensdauer für diesen Zustand im Ar^{16+} von $\tau=212.4\text{ns}$.

C.Schwartz rechnete ähnlich wie Drake, allerdings mit anderen Wellenfunktionen, und erhielt für die Lebensdauer den Wert $\tau=208\text{ns}$ [MarS 72].

Einen anderen Weg gingen Feneuille und Koenig [FenK 72]. Sie wendeten den Breit-Dirac-Hamilton-Operator auf die Diracgleichung mit einem Modellpotential $U(r)$ an. Im Unterschied zu Drake rechneten Feneuille und Koenig mit relativistischen Wellenfunktionen und dem relativistischen Übergangsoperator. Da man im relativistischen Rahmen die üblichen Variationsrechnungen nicht machen kann, setzten die Autoren in die Diracgleichung ein Modellpotential $U(r)$ ein. Dies entspricht einer Einteilchennäherung. (Drake bestimmte seine Wellenfunktionen durch Variationsrechnung und mußte deshalb das ganze Problem in die Pauli-Näherung transformieren).

Der analytische Ausdruck für $U(r)$ ist gegeben durch

$$U(r) = -1/r(Z-1+(\exp-\alpha \cdot r)(1-1/2 \cdot \alpha \cdot r))$$

Die Autoren paßten α so an, daß eine Minimierung der quadratischen Abweichungen der theoretisch berechneten Energien der Übergänge $2\ ^1S_0 \rightarrow 1\ ^1S_0$, $2\ ^3S_1 \rightarrow 1\ ^1S_0$ und $2\ ^3P_2 \rightarrow 1\ ^1S_0$ von den gemessenen Energien dieser Übergänge erreicht wurde.

Sie erhielten für die Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon den Wert $\tau=215\text{ns}$.

Trotz der verschiedenen Rechenmethoden gibt es bei der Bestimmung der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes von Ar^{16+} -Ionen eine gute Übereinstimmung der Resultate von Drake und Feneuille.

Im Jahre 1986 führte Krause eine relativistische Variationsrechnung in der Pauli-Näherung zur Lösung der Diracgleichung für heliumähnliche Ionen durch. Der Autor berücksichtigte auf diese Art und Weise relativistische Effekte in hochgeladenen Ionen. Sein Resultat für die Lebensdauer in heliumähnlichem Argon ist $\tau = 209.3\text{ns}$.

Anderson und Weinhold [AndW 75] berechneten die Lebensdauer in Analogie zu dem Verfahren von Drake mit einem erweiterten Satz von Wellenfunktionen, gebildet aus einem Basissatz von 49 Funktionen. Es wurden Korrekturen bis zur Ordnung $(\alpha \cdot Z)^2$ mitgenommen.

Sie bestimmten die Übergangswahrscheinlichkeit A und die Lebensdauer τ des magnetischen Dipolübergangs in heliumähnlichem Argon $2\ ^3S_1 \rightarrow 1\ ^1S_0$ zu

$$A=(4.708 \pm 0.011) \cdot 10^6\ \text{s}^{-1}\ \text{und}\ \tau=(212.4 \pm 0.5)\text{ns}.$$

Die Autoren gaben Ungewissheitsintervalle an, die sie aufgrund des beschränkten Basissatzes abschätzten.

In der Tabelle 2 sind die Resultate verschiedener Theoretiker und Experimentatoren für die Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in Ar^{16+} -Ionen wiedergegeben.

Tabelle 2:

Vergleich theoretischer und experimenteller Werte für die Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes im Ar^{16+}

Theorie	τ /ns	
Drake	212.4	[Dra 71]
Schwartz	208	[Schw 72]
Beigman und Safronova	196	[BeiS 71]
Feneuille und Koenig	215	[FenK 72]
Johnson und Lin	208.0	[JohL 74]
Anderson und Weinhold	212.4 $\pm$ 0.5	[AndW 75]
Krause	209.3	[Kra 86]
Experiment		
Schmieder und Marrus	172 $\pm$ 30	[SchM 70]
Gould, Marrus und Schmieder	172 $\pm$ 12	[GouM 74]
Gould, Marrus	202 $\pm$ 20	[GouM 76]

Die Theoretiker sind sich also einigermaßen einig über den Wert der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon. Der experimentelle Befund von $\tau=172\text{ns} \pm 30\text{ns}$ [MarS 72] und $\tau=172\text{ns} \pm 12\text{ns}$ [GouM 74] zwang zu der Überlegung, ob entweder in den Experimenten ein methodischer Fehler vorlag oder die Theorie Strahlungskorrekturen höherer Ordnung beinhalten muß. Auf beide Fragen wird im Kapitel 2 eingegangen.

Die Messung von Gould und Marrus aus dem Jahre 1976 (Ihr Meßwert kommt dem theoretischen Ergebnis näher) wird am Ende von Kapitel 3 näher behandelt.

2. Messungen an schnellen Ionen

2.1. Messung der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon durch Marrus und Schmieder

Die ersten Experimente zu dieser Problematik wurden am Lawrence Berkeley Laboratory von Marrus, Schmieder und Gould durchgeführt [MarS 72, GouM 73]. Im folgenden Kapitel wird das Experiment von Marrus und Schmieder (Abbildung 2) beschrieben.

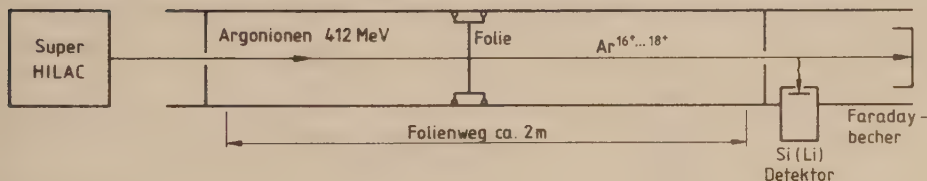


Abbildung 2

Aufbau des Experimentes von Marrus und Schmieder
Der Beschleuniger lieferte einen Argonionenstrahl, der in einer beweglichen Folie umgeladen und angeregt wurde.

Der Schwerionen-Linearbeschleuniger in Berkeley (HILAC) lieferte einen Argonionenstrahl von 412 MeV. Diese Energie der Ionen entspricht einer Ionengeschwindigkeit von etwa 15% der Lichtgeschwindigkeit. Es kann angenommen werden, daß der Ionenstrahl nach dem Durchfliegen einer $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Berylliumfolie folgende Ladungsverteilung hatte: Ar^{16+} (25%), Ar^{17+} (50%) und Ar^{18+} (25%). Nach einer Flugstrecke von 75 cm war aufgrund der kürzeren Lebensdauer der übrigen Zustände (siehe Tabelle 1) im wesentlichen nur noch der Zustand $1s2s\ ^3S_1$ angeregt. Dieser Zustand ($\tau_{\text{THEORIE}} \approx 210\text{ns}$) hat eine

Zerfallslänge (Abfall auf $1/e$) von 750cm bei der angegebenen Projektilgeschwindigkeit.

Die bei dem $M1$ -Übergang emittierten Photonen haben eine Energie von 3104eV. Ein Halbleiterzähler (mit Lithium gedrifteter Siliziumdetektor) registrierte die Röntgenquanten. Der Öffnungswinkel dieses Nachweissystem führte zu einer Dopplerverbreiterung der Linien im Energiespektrum. Der Abstand zwischen Anregungsfolie aus Beryllium und dem Si(Li)-Detektor konnte zwischen 75cm und 200cm variiert werden. Diese Entfernung entspricht in etwa nur einem Fünftel der Zerfallslänge des zu messenden Zustandes. Das Resultat der Messung ist in Abbildung 3 dargestellt.

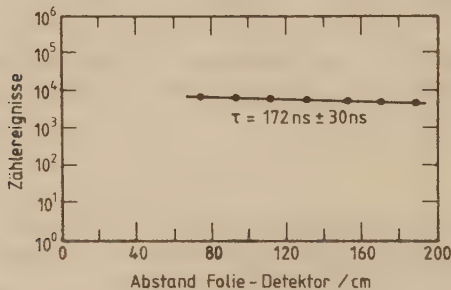


Abbildung 3
 Meßergebnis des Experimentes von Marrus und Schmieder
 Zählereignisse des Röntgendetektors als Funktion des Abstandes
 Folie-Detektor; daraus läßt sich die Lebensdauer des
 $2\ ^3S_1$ -Zustandes bestimmen $\tau=172\text{ns} \pm 30\text{ns}$.

über die Beziehung

$$N(x) = N(0) \cdot \exp(-x/v\tau)$$

läßt sich die Lebensdauer τ errechnen. Der Abstand zwischen Folie und Si(Li)-Detektor ist mit x bezeichnet, N gibt die Zählereignisse und v die Projektilgeschwindigkeit an.

Man erhält so aus der Abbildung 3 für die Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes den Wert $\tau(1s2s\ ^3S_1) = (172 \pm 30)\text{ns}$. Die Abschätzung des Fehlers berücksichtigte den Verdacht auf systematische Fehler.

Eine spätere Neuauswertung [GouM 73] verringerte nur das Fehlermaß, bestätigte aber den zunächst ermittelten Lebensdauerwert. Verglichen mit dem theoretischen Wert von Drake 212.4 ns (Siehe Tabelle 1), ist dieser deutlich kleiner. Anzumerken ist, daß Cocke und Curnutte [CocC 74] für Chlor zunächst den entsprechenden Lebensdauerwert mit gleicher Diskrepanz zur Theorie bestimmt haben (Siehe Tabelle 3) und erst in der Messung mit Bednar [BedC 75] einen mit der Theorie verträglichen Wert erhielten.

Diese Diskrepanz überrascht besonders durch die Tatsache, daß Experimentatoren später für andere Elemente eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment fanden, siehe dazu Tabelle 3.

Tabelle 3:

Lebensdauerwert des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in ns

Z(Element)	Theorie [Dra 71]	Theorie [JohlL 74]	Experiment
2 (He)	$7.9 \cdot 10^{12}$	$8.0 \cdot 10^{12}$	$(3.8 \pm 10 - 2) \cdot 10^{12}$ [MooW 73]
16 (S)	710	698	706 ± 83 [BedC 75]
17 (Cl)	381	374	280 ± 25 [CocC 74] 354 ± 24 [BedC 75]
18 (Ar)	212.4	208	172 ± 30 [MarS 72] 172 ± 12 [GouM 73] 202 ± 20 [GouM 76]
22 (Ti)	27.4	26.5	25.8 ± 1.3 [GouM 73]
23 (V)	17.4	16.8	16.9 ± 0.7 [GouM 74]
26 (Fe)	5.0	4.8	5.0 ± 0.5 [GouM 74]

2.2. Messung der Lebensdauer des $1s2s$ 3S_1 -Zustandes in heliumähnlichen Ionen (Cl, S) durch Bednar

Bednar hat zur Bestimmung der Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes von heliumähnlichem Chlor eine ähnliche Meßanordnung (Abbildung 4) wie Marrus und Schmieder verwendet.

Die Messung erfolgte wieder am schnellen Ionenstrahl. In verschiedenen Abständen zu dem Spektrometer konnten Anregungsfolien in den Projektilionenstrahl gefahren werden. Ein durch Dopplereffekt abstimmbares Spektrometer (Doppler-tuned x-ray spectrometer DTS) registrierte die Photonen aus dem Zerfall des $2\ ^3S_1$ -Zustandes. Das Spektrometer bestand aus einem um den Winkel θ drehbaren Proportionalzähler mit Sollerspalt und einer Absorberfolie mit scharfer Absorptionskante [Schm 74]. Es funktionierte nach folgendem Prinzip. Für $\theta=0^\circ$ ergibt sich die höchste Dopplerverschiebung und für $\theta=90^\circ$ die minimale. Liegt im Falle $\theta=90^\circ$ eine Röntgenlinie des angeregten Ions energetisch oberhalb der Absorptionskante, so kann die Linie durch den Dopplereffekt, dazu muß das Spektrometer um den Winkel θ gedreht werden, unter die Absorptionskante geschoben werden. Man erreicht so eine mit einem Kristallspektrometer vergleichbare Energieauflösung und kann einige energetisch benachbarte Linien noch trennen.

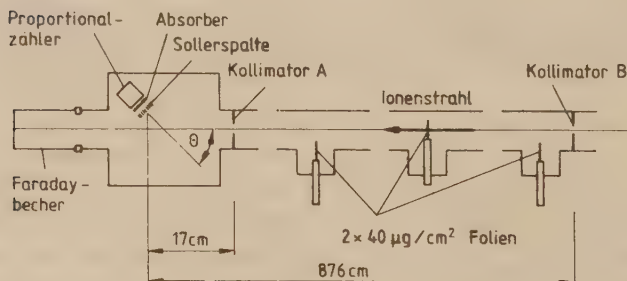


Abbildung 4 [BedC 75]
Experimenteller Aufbau von Bednar

In Abbildung 5 ist die experimentelle Abklingzeit, als Lebensdauer τ_{Exp} des $2\text{ }^3\text{S}_1$ -Zustandes gedeutet, als Funktion der Flugzeit T der Ionen zwischen Folie und Detektor dargestellt. Wenn die Lebensdauer des $2\text{ }^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Chlor (Tabelle 3) nur aus den Röntgensignalen ermittelt wurde, die in einem Abstand von 173cm bis 861cm (die Flugzeit der Ionen für diesen Abstand beträgt 50% der theoretischen Lebensdauer des $2\text{ }^3\text{S}_1$ -Zustandes) hinter der Folie den Proportionalzähler erreichten, so ergab sich ein experimenteller Wert, der mit der theoretischen Vorhersage verträglich ist. Wurden allerdings auch Röntgensignale der Zerfallskurve in einem geringeren Abstand als 173 cm hinter der Anregungsfolie berücksichtigt, so verkürzte sich die beobachtete Abklingzeit. Der Wert T in der Einheit τ_{THEORIE} entspricht der Flugzeit der Ionen für den Abstand zwischen der Folienposition und dem Spektrometer, bei dem die jeweilige Lebensdauerermessung begann. Erwarten würde man, daß für alle Werte von T in der Einheit τ_{THEORIE} das Verhältnis von τ_{Exp} und τ_{THEORIE} gleich 1 ist.

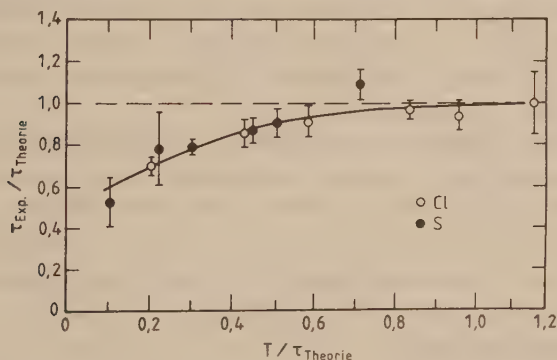


Abbildung 5 [BedC 75]

$2\text{ }^3\text{S}_1$ Lebensdauer als Funktion des Abstandes Folie-Spektrometer. Beide Achsen haben als Einheit die theoretische Lebensdauer. Funktionswerte τ_{Exp} bei kleinen Werten von T/τ_{THEORIE} bedeutet, daß zur Bestimmung der Lebensdauer τ_{Exp} auch Röntgensignale mit kleinem Abstand zwischen Detektor und Folie berücksichtigt wurden.

Bednar beobachtete stattdessen, daß für kleine Werte von T der experimentelle Lebensdauerwert kleiner war als der theoretische Lebensdauerwert.

Durch diesen experimentellen Hinweis auf eine Überlagerung des $2\ ^3S_1$ -Zerfalls mit anderen Zerfällen (der Ort hinter der Anregungsfolie, an dem Marrus und Schmieder für Ar^{16+} -Ionen $\tau(2\ ^3S_1) = 172\text{ ns} \pm 12\text{ ns}$ bestimmten, entspricht einer Flugzeit der Ionen von $T = 0.29 \cdot \tau_{\text{THEORIE}}$) ermutigt, stellten Lin und Armstrong eine Hypothese auf (siehe Kapitel 3), die zur Klärung der Diskrepanz zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Wert für die Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon beiträgt.

3. Erklärung der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie durch Lin und Armstrong

Es gibt theoretische Untersuchungen [Gol 64, Sim 73], die, um die beobachtete Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes im Ar^{16+} zu erklären, die Existenz eines nicht streng exponentiellen Verhaltens des verbotenen $M1$ -Übergangs in hochionisierten Ionen annehmen. Das Ausmaß der Wahrscheinlichkeit eines solchen Effektes ist aber zu klein, um damit die Diskrepanz zwischen Vorhersage und Meßwert zu begründen.

So versuchten Lin und Armstrong [LinA 77], durch einen anderen Mechanismus die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie zu erklären.

Sie gingen davon aus, daß einige der Ar^{16+} -Ionen im Projektilstrahl durch Wechselwirkung mit der Anregungsfolie Elektronen einfangen, so daß auch lithiumähnliche Ionen (Ar^{15+}) im Ionenstrahl vorhanden sind.

Unter diesen Drei-Elektronen-Ionen sind solche, die ein drittes Elektron in einem hochliegenden Niveau mit großem Drehimpuls haben. In Abbildung 6 wird schematisch der Zerfall eines

lithiumähnlichen Ions gezeigt.

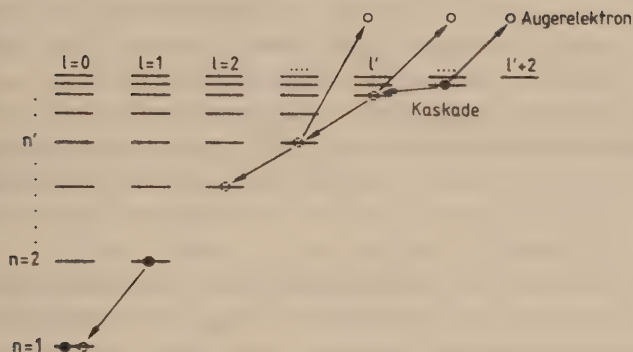


Abbildung 6

Das dritte Elektron eines hochangeregten Ar^{16+} -Ions kann über eine E1-Kaskade in einen tieferliegenden Zustand übergehen. Als Alternative besteht die Möglichkeit des Augereffektes. Das zweite Elektron im Zustand 2^3S_1 kann zu jeder Zeit unter Abgabe von M1-Strahlung in den Grundzustand wechseln.

Diese lithiumähnlichen Ionen haben folgende Zerfallsmöglichkeiten

$$a) \quad 1s2s \ ^3S_1, n1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0, n1 + \epsilon.$$

Die Photonenenergie ϵ ist nahe der Energie $\epsilon' (M1)$ im Ar^{16+} -Ion.

Der Zustand kann auch durch einen elektrischen Dipolübergang zerfallen

$$b) \quad 1s2s \ ^3S_1, n1 \rightarrow 1s2s \ ^3S_1, n'1' + \epsilon (E1)$$

und steht dann immer noch für die Zerfallart a) zur Verfügung.

Alternativ zu b) kann es auch zum Augereffekt kommen.

$$c) \quad 1s2s \ ^3S_1, n1 \rightarrow 1s^2 \ \epsilon 1.$$

Der Zerfall des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in lithiumähnlichen Ionen liefert strahlungslos die Energie für den Augereffekt. Es gibt einen wichtigen Unterschied zwischen den Zerfallsmöglichkeiten a) und b), auch nach einem E1-Übergang bleibt dieses Ion ein Kandidat für einen M1-Übergang und zwar solange wie das Elektron im $n'l'$ -Zustand nicht im $1s$ -Zustand ist.

Die Übergangswahrscheinlichkeit für den Augereffekt ist kleiner als die Übergangswahrscheinlichkeit für den elektrischen Dipolübergang des nl -Elektrons. Aufgrund des hohen Drehimpulses des nl -Elektron geht der Zerfall aber relativ langsam in vielen Stufen vor sich. So kann es während der E1-Kaskade zum Zerfall des $2\ ^3S_1$ -Zustandes kommen mit dann anschließendem Augereffekt. Weil durch den Augereffekt (Autoionisation) lithiumähnliche Ionen zahlenmäßig vermindert werden, ist die beobachtete Abklingkonstante $1/\tau_{M1}$ größer als für heliumähnliche Ionen, denen dieser zusätzliche Zerfallskanal nicht offensteht.

Die Röntgenquanten aus beiden Ionen unterscheiden sich in ihrer Energie so wenig, daß der M1-Übergang des Zweielektronensystems nicht von dem M1-Übergang des Dreielektronensystems mit den für die Experimente typischen Röntgendetektoren energetisch zu trennen war.

Diese qualitative Argumentation untermauerten Lin und Armstrong [LinA 77] durch Rechnungen. Für S^{13+} erreichen ihre Rechnungen für $\tau(2\ ^3S_1)$ eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von Bednar [BedC 75].

Lin und Armstrong vermuteten, daß der Lebensdauermeßwert für den $2\ ^3S_1$ -Zustand, den Marrus und Schmieder bestimmt haben, einer Mischung der entsprechenden Zerfallskurven von heliumähnlichem und lithiumähnlichem Argon entspricht. Bei einer Überlagerung der beiden Zerfallskurven wird also solange ein zu kleiner Lebensdauerwert für den $2\ ^3S_1$ -Zustand in heliumähnlichem Argon gemessen, bis der kurzlebige Zustand in lithiumähnlichem Argon ausgestorben ist.

Im Experiment von Marrus und Schmieder bestand nicht die Möglichkeit, die Ladungszustände Ar^{15+} und Ar^{16+} zu trennen.

Drei Anmerkungen sind zu machen:

1.)

In berylliumähnlichen Ionen mit der Konfiguration $1s2s^2 S \ n l n' l'$ geben das $n l$ oder $n' l'$ Elektron über eine E1-Kaskade ihre Energie ab, bis sie in dem Zustand $1s^2 2s^2 \ ^1S_0$ sind, bevor es zu einem M1-Übergang kommen kann. So müssen Vier-Elektronen-Systeme nicht berücksichtigt werden [LinA 77].

2.)

Für Ionen mit einer Kernladungszahl Z größer 18 (Tabelle 3) beobachtet man keinen Unterschied der Ergebnisse von Experiment und Theorie. Dies läßt sich mit dem üblicherweise günstigeren Verhältnis von Meßstrecke zu Zerfallslänge (wegen der kürzeren Lebensdauer) erklären; d.h. die Flugzeit der Ionen innerhalb des vom Detektor beobachtbaren Bereiches ist größer als die Lebensdauer des Zustandes.

3.)

Gould und Marrus [GouM 76] haben die Lebensdauer des $2 \ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon entsprechend der Meßvorschrift von Bednar (weit hinter der Anregungsfolie) neu bestimmt und erhielten mit $\tau = 202 \text{ ns} \pm 20 \text{ ns}$ ein Ergebnis, das dem theoretischen Wert nahekommt. In der diesbezüglichen Ankündigung eines Tagungsbeitrages sind keine näheren Angaben gemacht, inwieweit sie ihr früheres Experiment abänderten [MarS 72].

4. Überlegungen zu den Messungen an langsamen Ionen (Rückstoßionen)

4.1. Überlegungen zur Kinematik

Wie aus den Überlegungen von Lin und Armstrong zu entnehmen ist, müssen für die Messung der Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon Ar^{15+} -Ionen von Ar^{16+} -Ionen getrennt werden. Im Experiment von Marrus und Schmieder wurde ein Argonionenstrahl (im wesentlichen Ar^{16+} bis $18+$ nach der Folienanregung) mit einer Ionengeschwindigkeit von ungefähr 15% der Lichtgeschwindigkeit verwendet. Wenn in dem Argonionenstrahl auch Ar^{15+} -Ionen durch Wechselwirkung der Ionen mit der Anregungsfolie gebildet wurden, so konnten diese nicht von den höhergeladenen Argonionen im Strahl getrennt werden.

Als Alternative bieten sich entsprechende Messungen an langsamen hochgeladenen Ionen an. Langsame Ionen (Rückstoßionen) können gebildet werden im Ion-Atom-Stoß (Theorien hierzu finden sich im Anhang A1 beschrieben) mit anschließender Extraktion dieser aus der Wechselwirkungszone.

Die Geschwindigkeit der Rückstoßionen beträgt ungefähr

$$v_R = 10^{-5} \cdot c_0 \text{ bis } 10^{-4} \cdot c_0$$

mit c_0 = Lichtgeschwindigkeit.

Zunächst soll beschrieben werden, wie es zur Bildung von Rückstoßionen kommt. In Abbildung 7 ist der Stoßprozeß (Ion-Atom) skizziert. Beim Stoß wird ein Teil der Energie des Projektils auf die Atomhülle des Targetatoms übertragen.

Durch den Stoßvorgang erfolgt eine Anregung der Atomhülle, so daß die Theorie des inelastischen Stoßprozesses angewendet werden muß.

Der inelastische Energieverlust Q (größer 0) ist definiert als

$$Q = E_{P1} - (E_{P2} + E_R),$$

wobei E_{P1} bzw. E_{P2} die Energie des Projektils vor bzw. nach dem Stoß beschreibt, E_R ist die Energie des Rückstoßions.

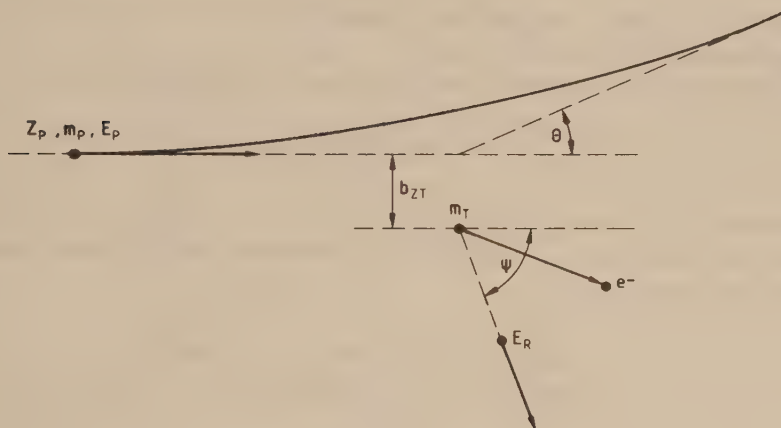


Abbildung 7:

Kinematik des Stoßes zur Bildung von Rückstoßionen

θ Streuwinkel des Projektils

ψ Streuwinkel des Rückstoßions

Z_P Kernladungszahl des Projektils

m_P Masse des Projektils

m_T Masse des Rückstoßions

E_P kinetische Energie des Projektils

E_R kinetische Energie des Rückstoßions

b_{2T} Stoßparameter

Die totale Anregungsenergie des Stoßsystems wird ebenfalls durch Q bestimmt. Sie setzt sich zusammen aus der Ionisationsenergie des n -ten Elektrons $E_{ion,n}$, dessen kinetischer Energie $E_{kin,n}$ und der Summe der Energien $E_{ph,i}$ der während des Stoßes ausgesandten Photonen, also

$$Q = \sum_n E_{ion,n} + \sum_n E_{kin,n} + \sum_i E_{ph,i}.$$

Wie Abbildung 7 entnommen werden kann, ist der inelastische Energieverlust mit der Rückstoßenergie E_R und dem Rückstoßstreuwinkel ψ verknüpft über

$$Q = 2 \cdot (E_P \cdot E_R / \mu)^{1/2} \cdot \cos \psi - [(\mu + 1) / \mu] \cdot E_R, \quad (4.a)$$

dabei ist $\mu = m_P / m_T$ das Verhältnis von Projektil- und Targetmasse [MarY 68].

Dem maximalen Streuwinkel des Rückstoßions kann man den Wert

$$\psi_{\max} = \arccos [1 + \mu \cdot Q / E_P] \quad (4.b)$$

zuordnen.

Wird die Gleichung (4.a) nach der Rückstoßionenenergie aufgelöst, so erhält man

$$E_R = \mu \cdot E_P / (1 + \mu^2) \cdot [2 \cdot \cos^2 \psi - (1 + \mu) Q / E_P \pm 2 \cdot \cos^2 \psi (1 - (1 + \mu) Q / (E_P \cdot \cos^2 \psi))^{1/2}] \quad [\text{Kel 82}], \quad (4.c)$$

Die Gleichung (4.c) mit dem Minuszeichen beschreibt "weiche" Stöße. Die "harten" Stöße, d.h. enge Stöße mit sehr kleinen Stoßparametern und sehr hohen Rückstoßionenenergien, in der Gleichung (4.c) durch das Pluszeichen ausgedrückt, können aufgrund ihrer kleinen Streuquerschnitte vernachlässigt werden.

In der Abbildung 8 ist für das Stoßsystem Lanthan-Argon ($^{139}\text{La} \cdot ^{40}\text{Ar}$) die Rückstoßionenenergie in Abhängigkeit vom Streuwinkel ψ des Rückstoßions dargestellt.

Die durchgezogenen Linien in der Abbildung 8 zeigen nach der Gleichung (4.c) die Rückstoßionenenergie für unterschiedliche Energieverluste Q als Funktion des Laborwinkels des Rückstoßions. Als oberer realistischer Grenzwert für Q wird 7 keV angesetzt (abgeschätzt aus der Gesamtionisationsenergie (5849 eV) der Elektronen des Argonatoms und deren kinetischer Energie). Der maximale Streuwinkel $\psi_{\max}$ berechnet sich nach der

Gleichung 4.b und hat einen Wert etwas kleiner als 90° . Die Rückstoßionenenergie nimmt mit zunehmendem Streuwinkel ψ des Rückstoßions zunächst langsam, in der Nähe des maximalen Streuwinkels $\psi_{\max}$ jedoch sehr schnell zu. Die gestrichelten Linien in Abbildung 8 geben die Rückstoßionenenergie für verschiedene Stoßparameter b als Funktion des Streuwinkels ψ wieder.

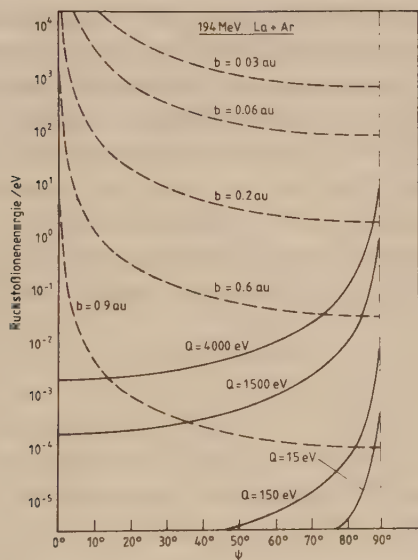


Abbildung 8
Kinematisches Diagramm
Rückstoßionenenergie als Funktion des Streuwinkels ψ mit den
Parametern Energieverlust Q und Stoßparameter b

Unter der Annahme eines abgeschirmten Potentials (Bohr-Potential) [Lind 68, EveS 55]

$$V(r) = Z_F \cdot Z_T \cdot e^2 \cdot \exp(-r/a) / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r) \quad (4.d)$$

mit

$$a = 0.8853 \cdot a_0 \cdot [Z_F^{2/3} + Z_T^{2/3}]^{3/2}$$

und

$$a_0 = \text{Bohrscher Radius}$$

kann die Beziehung zwischen dem Schwerpunkstreuwinkel des Projektils θ und dem Stoßparameter b (siehe Abbildung 7) ermittelt werden. Es handelt sich hier um eine Näherung, denn das verwendete Potential überschätzt die Abschirmung bei großen Abständen (Stoßparameter größer als die Schalenradien) und berücksichtigt nicht, daß sich die Abschirmung durch die Ionisation ändert. Gleichung 4.d ist dennoch geeignet als eine erste Näherung zur Abschätzung des Stoßparameters b .

Aus der Winkelbeziehung des inelastischen Stoßes und Gleichung 4.c läßt sich die Rückstoßionenenergie ermitteln:

$$E_R = [E_F / (1 + \mu) - Q] / [(\mu + 1 / \mu) (\sin \psi / \sin \theta)^2] \quad [\text{Kel 82}] \quad (4.e)$$

Aus den Schnittpunkten von zwei Linien (Abbildung 8) kann man entnehmen, welche Rückstoßionenenergie und welcher Streuwinkel einem vorgegebenen Stoßparameter zugeordnet sind.

Selbst bei Stoßparametern, die innerhalb des L-Schalenradius liegen, und bei realistischen Q-Werten treten nur kleine Rückstoßionenenergien auf. Als obere Grenze läßt sich sehr grob ein Wert von 5eV abschätzen.

4.2. Näherungsformel für die Energie der Rückstoßionen

Nimmt man die Näherung von Schlachter [SchG 82] für die Rückstoßionenenergie E_R in eV

$$E_R \approx (4 \cdot 10^{-4} q_P^2 q_R^2) / (m_R + E_P \cdot b^2) \quad (4.f)$$

(q_P Ladungszustand des Projektils und q_R Ladungszustand des Rückstoßions, m_R Masse des Targetatoms (Rückstoßion) in atomaren Einheiten, E_P massebezogene Energie des Projektils in MeV/amu und b Stoßparameter in Einheiten des Bohrschen Radius a_0), so läßt sich die Rückstoßionenenergie für den Stoß ^{139}La ($q=24+$, $E=1.4$ MeV/amu) auf ^{40}Ar zu 1.04 eV berechnen.

Gleichung 4.f beruht auf Rechnungen unter Zuhilfenahme der CTMC (Classical Trajectory Monte Carlo Method), siehe dazu auch Anhang A1.2.2.

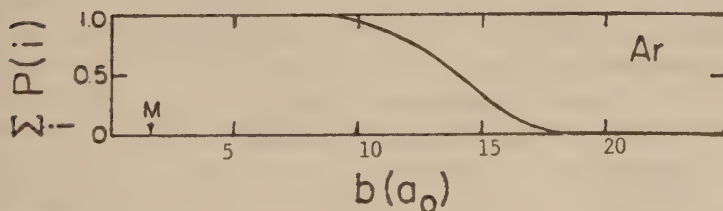


Abbildung 9
Summe aller berechneten Ionisationswahrscheinlichkeiten $\Sigma_i P_i$ der einzelnen Elektronen i für ein 2MeV/amu Uran-Projektil (Ladungszustand 44+) in Argon in Abhängigkeit vom Stoßparameter b (in Einheiten des Bohrschen Radius a_0).
M gibt den Radius der äußersten Schale an.

In Abbildung 9 ist die totale Ionisationswahrscheinlichkeit $\Sigma_i P(i)$ der einzelnen Elektronen i in Abhängigkeit vom Stoßparameter b nach der CTMC-Rechnung von Schlachter [SchG 82] aufgetragen. Selbst für große Stoßparameter b , weit größer als

die Schalenradien der Elektronen, ist mit einer mehrfachen Ionisation des Targetatoms zu rechnen.

5. Überlegungen zur Nutzung von Rückstoßionen

Mit den langsamen Rückstoßionen steht eine Quelle hochgeladener, angeregter Atome zur Verfügung.

Sie bietet gegenüber anderen Methoden zur Erzeugung hochionisierter Zustände (zum Beispiel Pinch- oder Tokamak-Entladungen) eine Reihe von Vorteilen, zum Beispiel den, daß Rückstoßionen keine heiße Plasmaumgebung haben.

Zwar ist es in der Ionenstrahlspektroskopie möglich, Lebensdauern von angeregten Zuständen zwischen $\approx 10^{-14}$ s (die Zustände zerfallen noch in der Folie) [BetG 70] und einigen 10^{-9} s [MarS 72, Trä 86] zu messen. Längere Lebensdauern (größer als ≈ 40 ns) bereiten aber der Ionenstrahlspektroskopie experimentelle Schwierigkeiten, da die Zerfallslängen $\lambda = \tau \cdot v_F$ (=Lebensdauer τ des Zustandes multipliziert mit der Geschwindigkeit v_F des Ions) für die schnellen Teilchen mit einer Geschwindigkeit

$$v_F = 0.05c_0 \text{ bis } 0.15c_0$$

mit c_0 =Lichtgeschwindigkeit

zu unhandlich werden.

Hier eröffnet sich eine Chance für die Nutzung von Rückstoßionen, weil deren Laborgeschwindigkeit nur

$$v_R = 10^{-5}c_0 \text{ bis } 10^{-4}c_0$$

beträgt. Wegen der geringen Geschwindigkeit spielt die Dopplerverbreiterung in der Spektroskopie der Rückstoßionen keine Rolle, und aufgrund der geringeren Geschwindigkeit der Rückstoßionen sollte es möglich sein, längere Lebensdauerwerte (größer als 50ns) von metastabilen Zuständen in hochangeregten Ionen in einer Flugzeitmessung zu bestimmen.

Zudem lassen sich die Ionen nach ihren unterschiedlichen Ladungen trennen, in Gebiete guten Vakuums extrahieren und in einer Ionenfalle einfangen [OSch 81].

In dieser Arbeit wird gezeigt, daß es mit Hilfe von Rückstoßionen möglich ist, die Lebensdauer eines angeregten Zustandes von mehr als 200ns in einer verhältnismäßig kleinen Experimentieranordnung zu messen, wobei mehr als eine Zerfallslänge beobachtet wird.

6. Messung der Lebensdauer des metastabilen Zustandes $1s2s\ ^3S$, in heliumähnlichem Argon an langsamen Ionen

überblick

Das Experiment umfaßt folgende wesentliche Stufen:

Durch Umladungsprozesse und Coulombionisation werden die Targetatome (Ar) durch hochgeladene Projektilionen (Pb^{32+} , La^{24+}) ionisiert. Die ionisierten Targetatome (Rückstoßionen) werden durch ein elektrisches Feld aus der Wechselwirkungszone extrahiert. In Koinzidenz mit einer Ladungstrennung wird der Zerfall durch einen ortsempfindlichen Proportionalzähler beobachtet. Aus dem Ortsspektrum und der Rückstoßionengeschwindigkeit ergibt sich das gesuchte zeitliche Abklingverhalten.

Die Messungen wurden bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt und zwar in der Stripperhalle am Meßplatz SL2 (Grundriß der Stripperhalle zeigt Abbildung 10).

Die erste Beschleunigungsstufe des Unilac-Beschleunigers der GSI, ein Wideröe-Beschleuniger, liefert einen Ionenstrahl mit

einer Energie von 1.4 MeV/amu und einer Impulsrate von 27 MHz . Durch Wechselwirkung mit einer Folie werden die Ionen hoch ionisiert. Ein Septummagnet trennt die Ladungszustände der Projektilionen. Dabei werden Ionen mit einem Ladungszustand in die Stripperhalle geleitet, der um eine Einheit höher liegt als der der Ionen, die in den Alvarez-Beschleuniger weitergeleitet werden, der die Hauptexperimentierhalle bedient. Mit magnetischen Quadrupolen und elektrischen "Steerern" wird der Projektilionenstrahl durch das Blendensystem des Experimentes gefädelt. Die Teilchenströme in der Stripperhalle liegen je nach Projektilionensorte in dem Bereich zwischen einigen Pikoampere bis hin zu einigen Nanoampere.

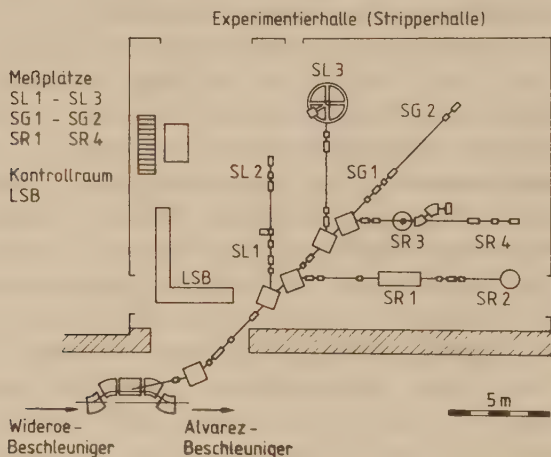


Abbildung 10

Grundriss der "Stripper"-Halle der GSI-Darmstadt
Standort des Experimentes war der Platz SL 2
Der Ionenstrahl für die "Stripper"-Halle wird durch einen
Septummagneten vom Hauptionenstrahl abgeschält.

Messungen wurden durchgeführt mit den Projektilionen U^{4+} , Pb^{22+} , La^{24+} und Fe^{18+} mit Meßzeiten zwischen 3 und 10 Tagen pro Zerfallskurve des $2 \text{ } ^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichen Argon.

6.1. Übersicht über den experimentellen Aufbau

Abbildung 11 zeigt die wichtigsten Elemente des Experimentaufbaus.

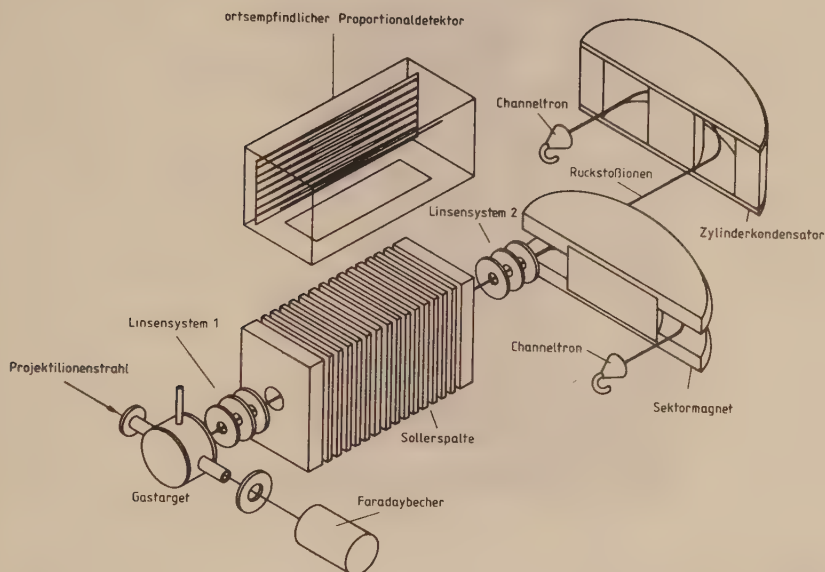


Abbildung 11
Perspektivische Zeichnung des experimentellen Aufbaus

Ein Foto des Experimentaufbaus gibt Abbildung 12 wieder.

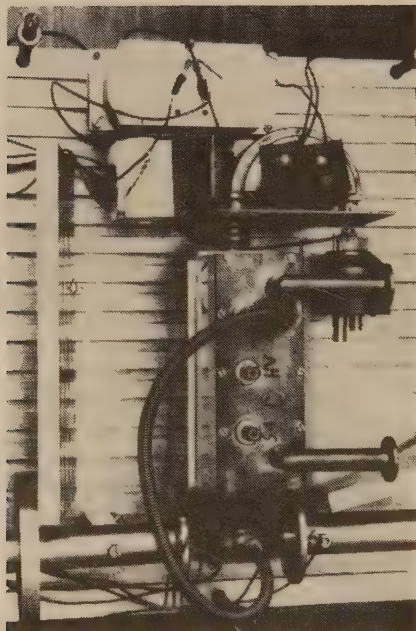


Abbildung 12

Foto des experimentellen Aufbaus.

Von unten nach oben:

Gastarget mit Gaszuführungsschlauch in der Mitte, darüber zunächst das Linsensystem 1 und dann der ortsempfindliche Proportionalzähler (er verdeckt das Sollerspaltssystem), Linsensystem 2 und Channeltron 1 (von links nach rechts), darüber Channeltron 2 und Sektormagnet (von links nach rechts), und schließlich der Zylinderkondensator

Anhand von Abbildung 13 wird der experimentelle Aufbau näher beschrieben.

Der Projektilionenstrahl tritt durch die Blende 1 in die Gaszelle ein und verläßt diese durch die größere Blende 2. Durch die beiden Blenden wird die räumliche Lage des Projektilstrahles bestimmt. Der Teilchenstrom der Projektile

wird in einem Faradaybecher gestoppt, und mit Hilfe eines Stromintegrators wird die Anzahl der Projektionen bestimmt.

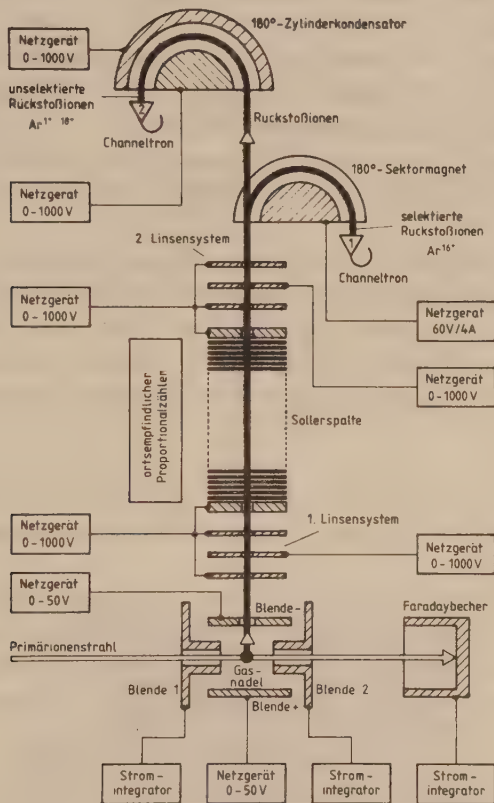


Abbildung 13

Experimenteller Aufbau

Ein Primärionenstrahl trifft in einer Zelle auf Gasatome. Die gebildeten Rückstoßionen werden mit Hilfe eines zwischen zwei Blenden anliegenden elektrischen Feldes extrahiert. Das Linsensystem 1 beschleunigt und fokussiert die Rückstoßionen durch die Bohrung in den Sollerspalt. Über diesen befindet sich der ortsempfindliche Proportionalzähler. Das Linsensystem 2 bremst die Ionen ab. Channeltron 1 weist die durch den Sektormagneten selektierten Ionen nach. Bei abgeschaltetem Magneten lenkt der Zylinderkondensator die Ionen ins Channeltron 2.

Durch eine Gasdüse (Edelstahlröhrchen) strömt Argon in die Gaszelle. Das durch zwei Blenden aufgebaute elektrische Feld extrahiert die Rückstoßionen. In der negativen Extraktionsblende befindet sich eine Bohrung, durch die die Rückstoßionen die Gaszelle verlassen. Die Extraktionsblenden bilden gleichzeitig zwei Wände der Gaszelle.

Das nachfolgende elektrische Linsensystem beschleunigt die Rückstoßionen und fokussiert den Strahl durch die Bohrung in den Sollerspalt.

Ein Teil des Flugweges der extrahierten Rückstoßionen wird durch einen ortsempfindlichen Proportionalzähler beobachtet. Er sitzt oberhalb der Sollerspalt und hat die Aufgabe, die Energie und den Entstehungsort der Photonen aus dem Übergang $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0 + \epsilon(M1)$ in heliumähnlichem Argon zu bestimmen.

Hinter den Sollerspalt bremst das Linsensystem 2 die Rückstoßionen ab und fokussiert sie in den 180°-Sektormagneten.

Durch Einstellung des Feldes des 180°-Sektormagneten können die Rückstoßionen entsprechend ihrem Ladungszustand unterschiedlich stark umgelenkt werden. Die so selektierten Rückstoßionen werden im Channeltron 1 (Kanalelektronenvervielfacher) nachgewiesen.

Ohne Magnetfeld werden alle extrahierten Ionen um den gleichen Winkel durch den 180°-Zylinderkondensator umgelenkt und vom Channeltron 2 registriert.

Im folgenden werden die einzelnen Bestandteile der Versuchsanordnung detaillierter beschrieben.

6.2. Gaszelle und Gassystem

Die Abbildungen 14, 15 und 16 vermitteln einen Eindruck vom Aufbau der Gaszelle (Target).

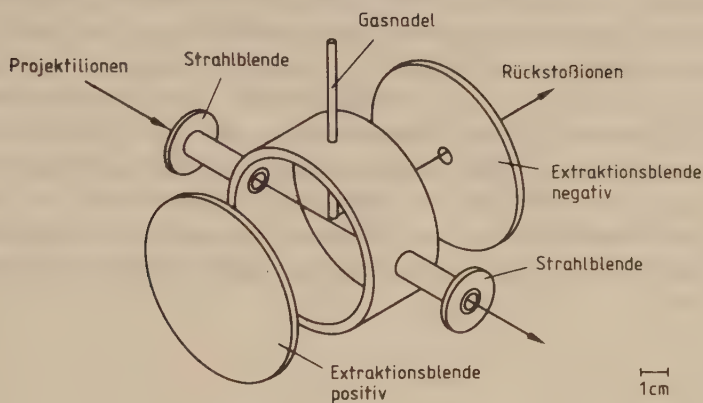


Abbildung 14
Perspektivzeichnung der Gaszelle



Abbildung 15
Gaszelle
Blick in die Gaszelle auf die Gasdüse und die Öffnung der negativen Extraktionsblende bei abgenommener positiver Extraktionsblende.

Die Gasdichte ist beim Austritt aus der Düse am größten. Diese ist daher so angeordnet, daß die Projektile in geringstmöglicher Entfernung an der Rohróffnung vorbeifliegen, ohne die Düse zu treffen.

Nach Steckelmacher [Ste 78] ist der Öffnungswinkel des aus der Düse ins Vakuum austretenden Gasstrahls abhängig von dem Verhältnis des Innendurchmessers der Düse zur deren Länge.

Scherer [Sch 80] hat an einem vergleichbaren Gastarget die Gasdichte gemessen durch Rutherfordstreuung von Protonen am Gasstrahl.

Die Gasdichte (Abbildung 17) nimmt ab und die Gasstrahlbreite zu mit größerer werdender Entfernung von der Mündung der Düse.

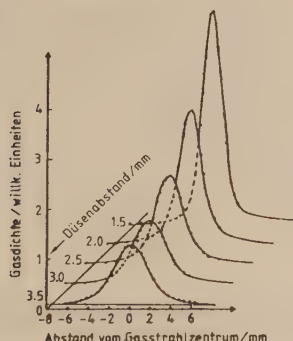


Abbildung 17 [Sch 80]
Änderung der Gasdichte als Funktion des Düsenabstandes und als Funktion des Abstandes zum Gasstrahlzentrum

Die Rechnungen von Steckelmacher stellen für das verwendete Gastarget nur Näherungen dar. Es wurde daher versucht, den Gasdruck in der Gaszelle direkt zu messen.

Folgende experimentelle Anordnung wurde dazu benutzt:

Die Gaszelle befand sich in einer Vakuumkammer (Abbildung 18) und war durch einen 80mm langen Wellenschlauch (Durchmesser 16mm) mit einer außerhalb der Vakuumkammer befindlichen Druckmeßzelle verbunden. Der endliche Leitwert des 80mm langen Wellenschlauchs führt erst bei einem Druck kleiner 10^{-4} mbar zu einem merklichen systematischen Fehler.

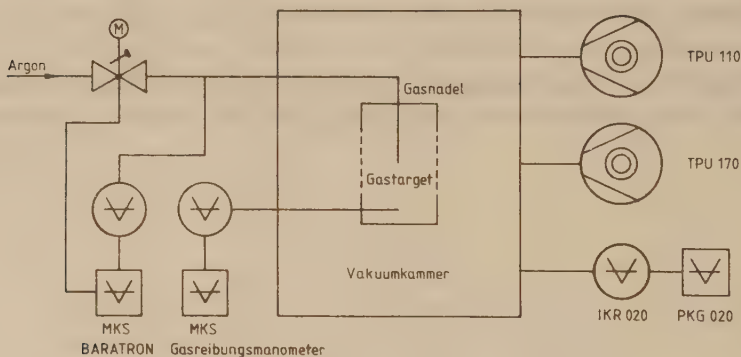


Abbildung 18

Experimenteller Aufbau zur Bestimmung des Druckes im Gastarget in Abhängigkeit vom Vordruck. IKR 020=Hochvakuummeßröhre, TPU 110 und TPU 170: Turbomolekularpumpen

Zur Bestimmung des Druckes in der Gaszelle wurde zunächst der Druck vor der Gasdüse mit einem Baratron (Abbildung 19) gemessen. In diesem Gerät befindet sich ein Referenzvakuum. Dieses wird durch ein glattgespanntes Metall-Diaphragma abgeschlossen. Weiterhin ist in dem Referenzvakuum eine Elektrode fixiert. Diaphragma und Elektrode bilden einen Kondensator. Eine druckbedingte Lageänderung des Diaphragmas verursacht eine dazu proportionale Kapazitätsänderung zwischen Diaphragma und der Elektrode.

Das Baratron mißt von der Gasart unabhängig; der Hersteller (MKS-München) gibt eine Meßgenauigkeit von $\pm 1\%$ über einen Druckbereich von 10mbar - 10^{-4} mbar an.

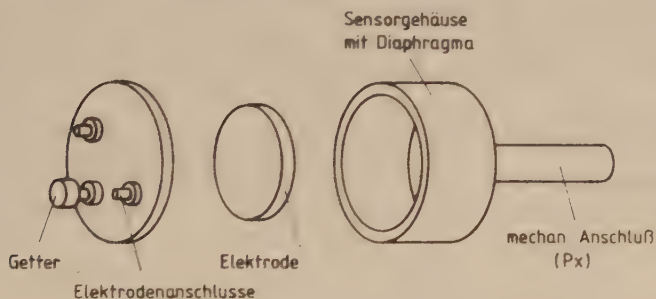


Abbildung 19
Perspektivzeichnung des Baratrons
über den mechanischen Anschluß Px erfolgt der Ausgleich zwischen dem Druck im Sensorgehäuse und dem zu messenden in der Apparatur.

Der Druck in der Gaszelle selbst wurde mit einem Gasreibungsmanometer SRG-1 (MKS-München) bestimmt. Dieses Gerät ermittelt den Druck über die Abbremsung einer rotierenden Kugel durch auftreffende Gasmoleküle. Es arbeitet in einem Bereich 10^{-2} mbar - 10^{-7} mbar mit einem Meßfehler von $\pm 1\%$.

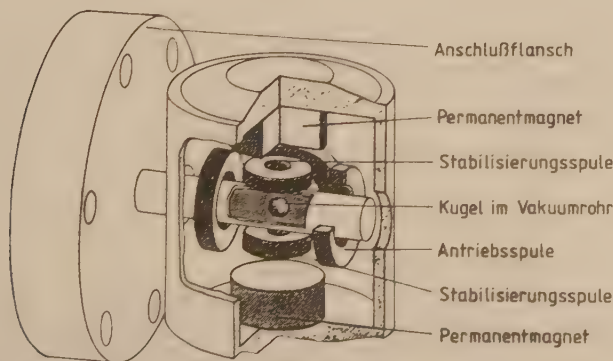


Abbildung 20
Perspektivzeichnung eines Gasreibungsmanometer SRG-1

über den Druck (Vordruck) in der Gaszuleitung zur Gaszelle, bestimmt durch das Baratron, wurde die Stellung des motorangetriebenen Dosierventils für die Argonzufuhr geregelt. Der Kammerdruck wurde mit einem Hochvakuummeter (Meßprinzip: Gasionisation bei kalter Kathode) gemessen, dessen Meßfehler zu 20%-30% abgeschätzt werden muß.

Das experimentelle Ergebnis ist in der Abbildung 21 zu finden. In Abhängigkeit vom Vordruck sind der Druck im Gastarget und der Druck in der Vakuumkammer aufgetragen. Der Kammerdruck muß wegen der Channeltrons auf einen maximalen Wert $5 \cdot 10^{-5}$ mbar beschränkt werden. Außerdem gilt, daß mit höherem Gasdruck zwar die Zahl der produzierten Rückstoßionen steigt, aber im gleichen Maß die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination insbesondere der hochgeladenen Rückstoßionen zunimmt. Der maximale Kammerdruck beschränkte so den Vordruck in der Gaszuleitung zur Gaszelle auf 3,7 mbar.

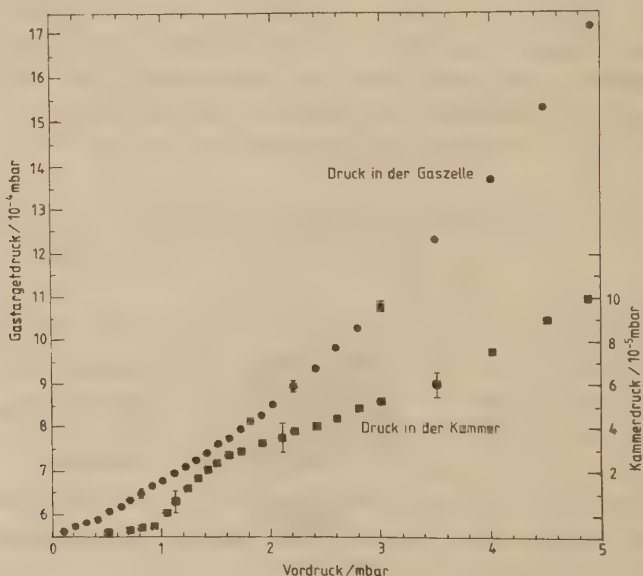


Abbildung 21
Gastargetdruck und Kammergasdruck als Funktion des Vordruckes

Die gefundene Zuordnung von Vordruck und Druck in der Gaszelle diente als Kalibrierungskurve.

Um eine möglichst große Anzahl von Rückstoßionen für die Lebensdauermessung zu erhalten, wurde der Druck in der Gaszelle so gewählt, daß sich ein maximaler vertretbarer Kammerdruck von $5 \cdot 10^{-8}$ mbar ergab.

Im Experiment für die Lebensdauermessung wurde das Gassystem benutzt, wie es Abbildung 22 zeigt.

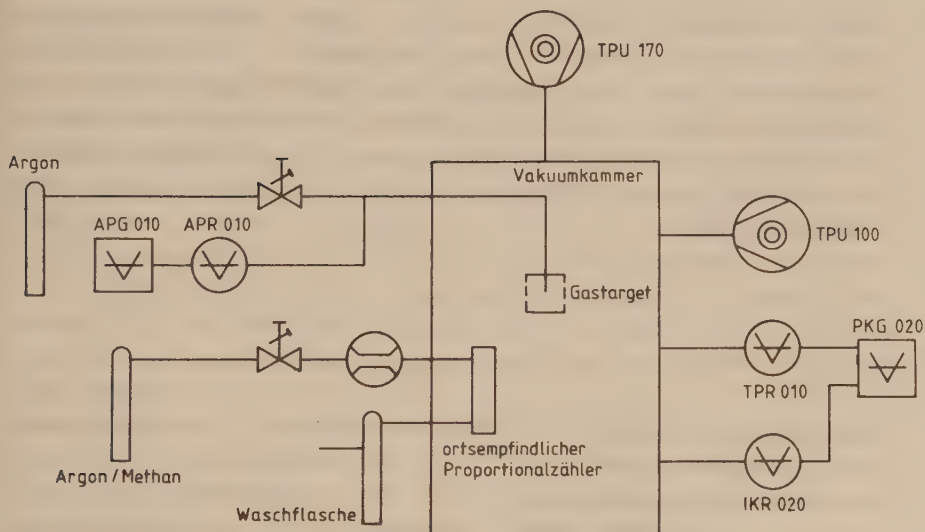


Abbildung 22

Gassystem im experimentellen Aufbau

Im Gassystem gibt es zwei Gasströme, zum einen (Argon) für das Gastarget und zum anderen der Gasfluß (90% Argon + 10% Methan oder reines Methan) für den ortsempfindlichen Proportionalzähler.

TPU 110 und TPU 170: Turbomolekularpumpen

IKR 020, TPR 010: Hochvakuum- bzw. Vorvakuummeßröhre

APR 010: piezoresistiver Druckaufnehmer

Die beiden Turbomolekularpumpen erniedrigten den Druck in der Vakuumkammer auf ($1 \cdot 10^{-6}$ bis $5 \cdot 10^{-5}$)mbar je nach Vordruck des Gases vor der Gasdüse.

Während der Rückstoßionenexperimente wurde der Druck in der Gaszelle nicht direkt gemessen, sondern mit Hilfe der Kalibrierungskurve (Abbildung 21) über den Vordruck bestimmt. Den Druck des Argons vor der Gaszelle maß ein piezoresistiver Absolutdruckaufnehmer (Hersteller Balzers). Der Vordruck wurde über ein Nadelventil für Gasströme von (10^{-2} - 10^2)mbar l/s eingestellt.

Ein zweiter Gasfluß versorgte den ortsempfindlichen Proportionalzähler mit dem Zählgas P10 (90% Argon und 10% Methan) oder reinem Methan. Der Gasfluß (1l/min bei einem Druck von 1bar) wurde durch einen geeichten Durchflußmesser kontrolliert. Eine Waschflasche, gefüllt mit Turbopumpenöl, verhinderte das Eindringen von Sauerstoff in den Proportionalzähler.

6.2.1. Extraktion der Rückstoßionen aus der Gaszelle

Die Wechselwirkungszone der Projektilionen mit den Targetatomen ist räumlich ausgedehnt.

Ein elektrisches Feld mit (10 ± 0.01) V/cm (Digitalmultimeter Kontron Modell 4060) wurde zwischen einer negativen und einer positiv geladenen Blende angelegt. Durch die Bohrung (Durchmesser 2mm) in der negativen Blende werden die Rückstoßionen aus dem Gastarget durch die Wirkung des elektrischen Feldes abgesaugt.

Infolge des Extraktionsfeldes starten die Rückstoßionen je nach Entstehungsort auf unterschiedlichem Potential (die Mitte der Gasdüse liegt auf Potential null). Die Rückstoßionen erhalten

deshalb verschiedene kinetische Energien, je nach der durchlaufenen zusätzlichen Potentialdifferenz. Diese Verschmierung der kinetischen Energie muß bei der Selektion der Ladungszustände der Rückstoßionen durch den 180°-Sektormagneten berücksichtigt werden.

6.3. Elektrisches Linsensystem

Das elektrische Linsensystem 1 beschleunigt die soeben extrahierten Rückstoßionen, das Linsensystem 2 kann die Rückstoßionen abbremsen. Aus Abbildung 16 sind die Abmessungen der Linsensysteme zu entnehmen.

Jedes der Linsensysteme (zwei Einzellinsen) besteht aus drei Metallblenden, im äquidistanten Abstand zueinander, die voneinander elektrisch isoliert sind. Je zwei der Blenden bilden eine elektrische Einzellinse, wobei dann die mittlere Blende des Systems zu beiden Linsen gehört. Diese Anordnung der Elektroden, nach ausführlichen Rechnungen von Harting und Read [HarR 76], sorgt dafür, daß Rückstoßionen zu einem parallelen Strahl gebündelt werden können, ähnlich den Lichtstrahlen durch eine Zoomlinse in der klassischen Optik. Das zugehörige Verhältnis der Elektrodenspannung der mittleren zu den äußeren Blenden, die auf gleichem Potential liegen, ist den Tabellen in [HarR 76] zu entnehmen.

Innerhalb des Linsensystems durchlaufen alle Rückstoßionen dieselbe Spannungsdifferenz. Die Geschwindigkeit der Rückstoßionen hängt deshalb allein vom Ladungszustand ab. Die Geschwindigkeit der Rückstoßionen ist bestimmt durch

$$v = (2 \cdot U \cdot e \cdot q / m)^{1/2},$$

(6.3a)

mit U = Beschleunigungsspannung (auf diesem Potential liegen die äußeren Blenden des Linsensystems 1)

e = Elementarladung, q = Ladungszustand

m = Masse des Rückstoßions

So hat das Ar^{16+} -Ion eine Geschwindigkeit von $2.48 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung von $U=1000\text{V}$. Dies entspricht einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}}=q \cdot e \cdot U=16\text{keV}$. Die Beschleunigungsspannung des Linsensystems 1 hat eine Meßunsicherheit von $\pm 10\text{mV}$ (bestimmt mit einem 6%-stelligen Digitalmultimeter von Kontron Modell 4060).

Abbildung 23 stellt die Zerfallslänge $X=v \cdot \tau$ des $1s2s \text{ } ^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon für verschiedene Beschleunigungsspannungen und damit für verschiedene kinetische Energien dar.

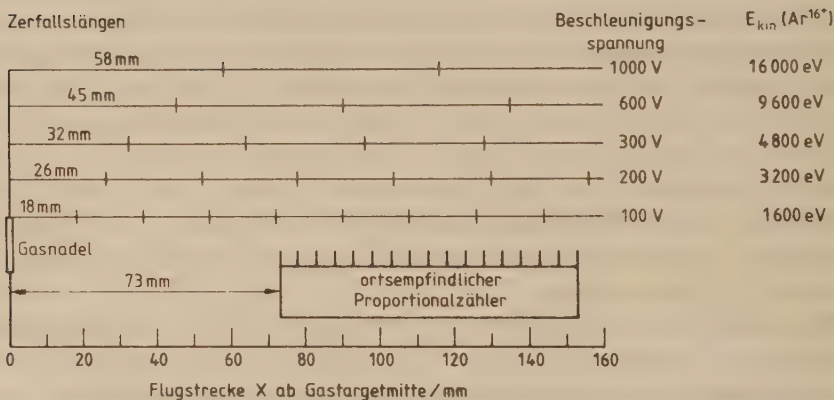


Abbildung 23
Zerfallslängen $X=v \cdot \tau$ ($\tau(^3\text{S}_1)=210\text{ns}$ von Ar^{16+}) im Verhältnis zu den Abmessungen der Meßanordnung für verschiedene Beschleunigungsspannungen und entsprechende kinetische Energien. Auf der Abzisse ist die Flugstrecke der Ionen abgetragen (Nullpunkt ist die Mitte der Gasnadel), ferner die Lage des ortsempfindlichen Proportionalzählers, der 79 mm der Flugstrecke der Rückstoßionen beobachtet.

Zusätzlich ist die räumliche Größe und Lage des ortsempfindlichen Proportionalzählers eingezeichnet. Bei einer Beschleunigungsspannung von 1000V übertrifft die Länge des ortsempfindlichen Proportionalzählers die Zerfallslänge des $1s2s$ $^{32}\text{S}_1$ -Zustandes. Extraktion, differentielle Pumpstrecke und Nachbeschleunigungselektroden bedingen eine Flugstrecke bis zum Beginn des ortsempfindlichen Proportionalzählers, die auch bei einer Beschleunigungsspannung von 1000V eine Zerfallslänge übertrifft; ein etwaiges Signal vom 2^{+}S_1 -Zustand ist damit schon auf weniger als $1/e$ vom ursprünglichen Wert abgeklungen.

6.4. Sollerspalt

Das Sollerspaltssystem (Abbildung 16) mit einer Gesamtlänge von 114.5mm besteht aus 75 Aluminiumplatten von je 0.5mm Dicke und einem Abstand von jeweils 1mm zueinander. In der Mitte der Platten befindet sich eine Bohrung, durch die die Rückstoßionen fliegen.

Das Sollerspaltssystem und der ortsempfindliche Proportionalzähler bilden eine Einheit, die dazu dient, den Ort zu bestimmen, an dem ein angeregtes Rückstoßion ein später nachgewiesenes Photon emittiert hat. Den ortsempfindlichen Proportionalzähler kann nur Strahlung erreichen, die unter einem Winkel von $90^{\circ} \pm 2^{\circ}$ zur Flugrichtung der Rückstoßionen ausgeht. Die Ortsauflösung aufgrund der Geometrie der Sollerspalt erreicht einen Wert von $(1 \pm 0.3)\text{mm}$.

In den ersten Testmessungen wurde ein Sollerspaltssystem aus Kupferplatten verwendet. Es stellte sich heraus, daß die durch die Rückstoßionen induzierte Kupfer-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung zu einem erhöhten Untergrund im Spektrum des Proportionalzählers führte (siehe Kapitel 7).

Die Transmission der Rückstoßionen durch das Sollerspaltssystem wurde dadurch bestimmt, daß der Abstand zwischen Sollerspaltssystem und 180° -Zylinderkondensator um bis zu 40mm vergrößert wurde. Das Channeltron 2 registrierte bei kleinem und bei großem Abstand die gleiche Zählrate von Rückstoßionen, so daß die Transmission bei nahezu 100% liegen sollte.

6.5. Ortsempfindlicher Proportionalzähler

6.5.1. Prinzip des Proportionalzählers

Der hier verwendete ortsempfindliche Zähler arbeitet nach dem Prinzip des Proportionalzählrohrs [Kno 79, ByrS 79]. Ein Proportionalzählrohr besteht aus einem Zylinder (Abbildung 24), einem dazu koaxialen Anodendraht und dem eingeschlossenen Zählgas.

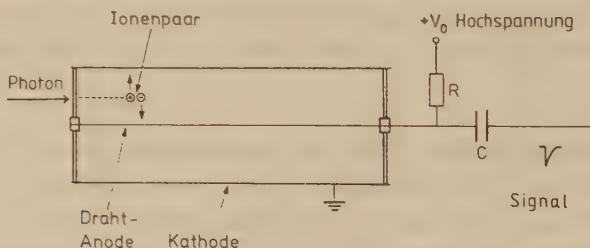


Abbildung 24
Proportionalzählerprinzip,
 V_0 : Hochspannung, C: Auskopplungskondensator

Die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung im Energiebereich von 1 bis 10keV mit dem Zählgas geschieht vorwiegend durch Photoeffekt. Dabei wird ein Atom des Zählgases ionisiert; die kinetische Energie des freigesetzten Photoelektrons ist gleich der Differenz zwischen der Photoenergie und der Bindungsenergie des Elektrons im Atom.

In dem Gasgemisch P10 (90% Argon + 10% Methan) braucht man zur Bildung eines Ionenpaares im Mittel 26eV und in reinem Methan 28eV [Sau 77].

Das freigewordene Elektron verliert seine kinetische Energie durch Ionisationsprozesse längs seines Weges im Zählgas. Die Zahl der Elektronen in der so gebildeten Primärionisationswolke ist proportional zur Energie der einfallenden Strahlung.

Die elektrische Feldstärke läßt sich ausdrücken durch

$$E = (1/r) \cdot U_0 / \ln(b/a).$$

(6.5.1.a)

U_0 = angelegte Spannung am Anodendraht

a = Anodendrahtradius

b = Radius des Zählrohrzylinders

Für die Feldstärke ist dabei entscheidend (siehe Gleichung 6.5.1.a), welchen Durchmesser der Anodendraht hat. Typischerweise haben Anodendrähte einen Durchmesser zwischen 10µm und 50µm.

Einen Einfluß auf die Gasverstärkung hat auch die Teilchendichte des Zählgases.

Charakteristisch für ein Proportionalzählrohr ist die Gasverstärkung infolge der Stoßionisation der Zählgasatome durch die vom elektrischen Feld beschleunigten Sekundärelektronen. Erst in unmittelbarer Drahtnähe haben die Sekundärelektronen genügend Energie, um die Zählgasatome zu ionisieren.

Den gesamten Ablauf der Gasverstärkung in einem Proportionalzähler gibt Abbildung 25 wieder.

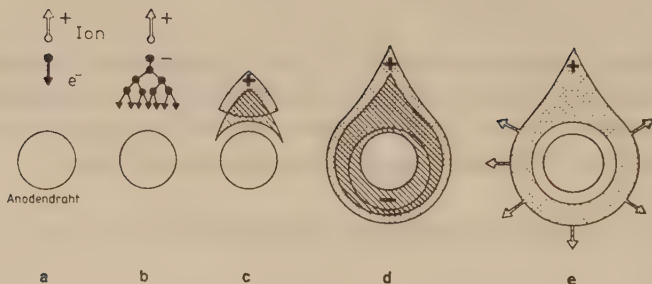


Abbildung 25 [Sau 77]

a) Ein primär erzeugtes Elektron läuft auf den Signaldraht (Anodendraht) zu und erreicht eine Energie, die größer ist als die Ionisationsenergie.

b) Die durch Ionisation neu erzeugten Elektronen gewinnen ihrerseits so große Energie, daß sie ionisieren können.

c) Während die positiven Ionen nahezu stationär bleiben, laufen die Elektronen sehr schnell auf den Anodendraht zu,

d) und umschließen ihn. In kurzer Zeit ($\approx 1\text{ns}$) gelangen sie auf den Anoden- oder Signaldraht.

e) Es bleibt eine positive Ladungswolke um den Draht zurück, die sich mit einer Geschwindigkeit v von diesem fortbewegt, v ist eine Funktion des elektrischen Feldes und der Beweglichkeit der Ionen.

Der in dem hier beschriebenen Experiment verwendete orts-empfindliche Proportionalzähler ist in Abbildung 26 skizziert. Seine Elektrodenanordnung weicht von der Zylindergeometrie ab. Der Anodendraht (Durchmesser $20\mu\text{m}$) ist zwischen zwei parallelen Kathodenplatten (auf die Backgammon-Kathode wird im Abschnitt 6.5.3. eingegangen) gespannt. Durch ein dünnes Mylarfenster kann die Röntgenstrahlung in das Gasvolumen des Proportionalzählers eindringen.

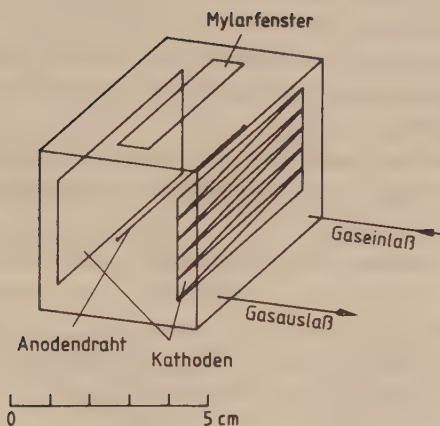


Abbildung 26
 Perspektivzeichnung des ortsempfindlichen Proportionalzählers.
 Rechts ist eine Backgammon-Kathode und in der Mitte der
 Anodendraht zu sehen.

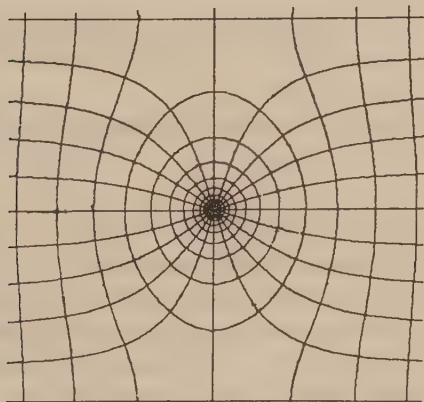


Abbildung 27
 Äquipotentialflächen und elektrische Feldlinien des orts-
 empfindlichen Proportionalzählers

Nach Sauli lassen sich zwei Bereiche der Feld- und Potentiallinien des Proportionalzählers unterscheiden [Sau 77] (siehe dazu Abbildung 27):

1. Ein Außenbereich nahezu konstanter Feldstärke, in dem sich die Sekundärelektronenwolke nur in Richtung des Anodendrahtes bewegt, und
2. ein Innenbereich (wenige Anodendrahtdurchmesser groß), in dem das elektrische Feld radialsymmetrisch ist. In dem hier beschriebenen ortsempfindlichen Proportionalzähler findet also, wie im einem zylindersymmetrischen Proportionalzählrohr, die Gasverstärkung nur in unmittelbarer Drahtnähe statt.

Eine detailliertere Beschreibung der Entstehung der Lawinen und der Gasverstärkung in Proportionalzählern ist in [Sau 77] und [Cha 70] zu finden.

6.5.2. Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers

Zwei Faktoren bestimmen die Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers:

- a) die Wahrscheinlichkeit für Photoeffekt im Zählgas und
- b) die Transmission des Eintrittsfensters.

a) Das Photon muß im Gasvolumen absorbiert werden, d.h. durch Photoeffekt muß das Photon seine Energie auf ein Elektron übertragen. Je höher die Massenzahl des Zählgases ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für Photoeffekt. Der ortsempfindliche Proportionalzähler wurde mit P10 (90% Argon und 10% Methan) oder reinem Methan bei einem Druck von 1bar betrieben. Fast alle Photonen mit einer Energie größer als 10keV durchdringen das Gasvolumen des Proportionalzählers ungehindert.

b) Der ortsempfindliche Proportionalzähler (Abbildung 28) befindet sich innerhalb der Vakuumkammer. Ein $2.5\mu\text{m}$ dickes Mylarfenster (Mylar ist nach der folgenden chemischen Formel $(\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4)_x$ aufgebaut) trennt das Zählgasvolumen vom Vakuum der Experimentierkammer. Trotz seiner geringen Dicke hat das Eintrittsfenster für Röntgenstrahlung mit einer Energie von 3000eV eine Transmission von nur 92%. Röntgenstrahlung mit einer Photonenenergie unter 800eV durchdringt nur noch zu weniger als 1% dieses Mylarfenster.

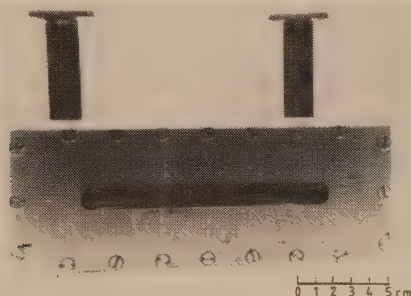


Abbildung 28
Foto des ortsempfindlichen Proportionalzählers
In der Mitte ist das Mylarfenster zu sehen

Die Ansprechwahrscheinlichkeit A ist gegeben durch

$$A = T_{\text{Mylar}} \cdot (1-T)^{\text{Photo}}$$

T_{Mylar} Transmission durch das Mylarfenster

$(1-T)^{\text{Photo}}$ Photoabsorption im Zählgas

Dabei ist die Transmission T der Röntgenstrahlung durch Materie bestimmt durch

$$T = T_0 \exp(-\mu \cdot \rho \cdot d)$$

μ = Massenabsorptionskoeffizient

d = Dicke der absorbierenden Schicht

ρ = Dichte des Zählgases

Die zur Berechnung notwendigen Massenabsorptionskoeffizienten sind den Tabellen von Veigle [Vei 73] entnommen. Die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers als Funktion der Energie der Röntgenquanten ist in Abbildung 29 dargestellt.

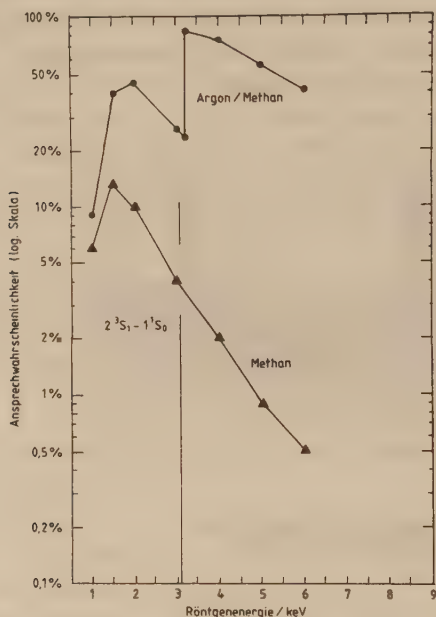


Abbildung 29
Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers
als Funktion der Röntgenenergie für zwei verschiedene Zählgase

In das Diagramm (Abbildung 29) ist ferner die Energie der M1-Strahlung aus dem Übergang

$$2 \text{ } ^3\text{S}_1 \rightarrow 1 \text{ } ^1\text{S}_0$$

in heliumähnlichem Argon eingetragen. Leider liegt sie etwa 100eV unterhalb der K-Absorptionskante des Argons, daher beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit für M1-Strahlung 22%.

Im Methan gibt es eine solche Absorptionskante oberhalb von 2000eV nicht.

Um den Proportionalzähler zu testen, wurde das Röntgenspektrum des Isotops ^{55}Fe aufgenommen (Abbildung 30).

Das Isotop ^{55}Fe wandelt sich durch Elektroneneinfang in ein angeregtes Manganatom um. Beim Auffüllen des Loches in der K-Schale des Manganatoms wird ein Photon mit einer Energie von 5898eV emittiert (Mn-K-Linie).

Aus der Breite der Mn-K-Linie läßt sich die Energieauflösung für den hier beschriebenen Proportionalzähler zu $\Delta E/E=19\%$ bestimmen.

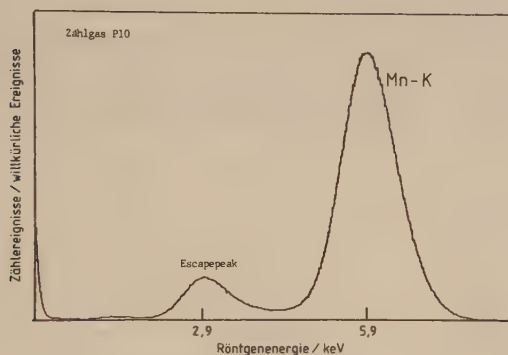


Abbildung 30
Spektrum einer ^{55}Fe -Röntgenquelle; als Zählgas diente P10 (90% Argon und 10% Methan). Die Zählereignisse bei kleinen Energien sind auf elektronisches Rauschen zurückzuführen.

Auffällig an diesem Spektrum ist der Escape-Peak. Er entsteht, wenn ein Röntgenquant, das bei der Auffüllung der K-Schale des durch Photoeffekt ionisierten Argonatoms emittiert wird, aus dem Zählgasvolumen herausläuft, ohne nachgewiesen zu werden. In Erinnerung gerufen sei der Energieunterschied zwischen einer Emissions- und einer Absorptionslinie in einem Röntgenspektrum. Die zum Escape-Peak gehörende Energie ist gleich der Differenz der Photopeak-Energien der Mangan- und der Argon-K-Röntgenstrahlung.

Bei der Verwendung von Methan als Zählgas tritt kein Escape-Peak auf (Abbildung 31).

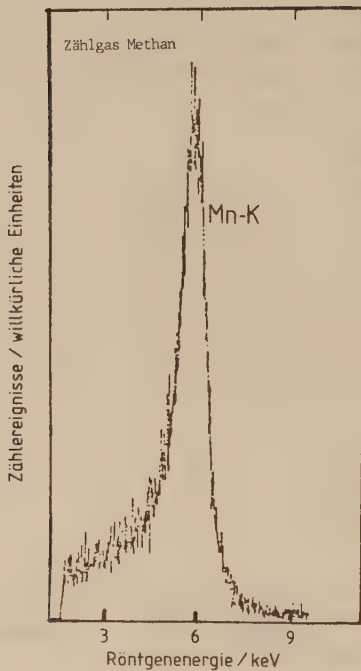


Abbildung 31
Spektrum einer ^{56}Fe -Röntgenquelle. Als Zählgas diente reines Methan.

Abbildung 31 gibt ein Spektrum derselben Röntgenstrahlungsquelle wieder. Als Zählgas diente hier reines Methan. Das elektronische Rauschen des Vor- und Hauptverstärkers schnitt ein Diskriminator ab.

In beiden Fällen wurde der ortsempfindliche Proportionalzähler mit einem Gasdruck von 1bar und einem Gasdurchfluß von 1l/min betrieben.

Außerdem wurde sowohl für das Zählgas Argon/Methan als auch für reines Methan die Hochspannung am Anodendraht des Proportionalzählers so gewählt, daß eine gleiche Gasverstärkung erreicht wurde.

Wegen der geringeren Dichte des Methans gegenüber P10 (Argon/Methan) ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Photonen mit einer Energie von 3000eV im Methan um einen Faktor 6 kleiner als im P10-Zählgas (90% Argon und 10% Methan). Die Vermeidung des Escape-Peaks bei Verwendung von Methan als Zählgas an Stelle von Argon/Methan würde man sich durch eine geringere Ansprechwahrscheinlichkeit erkaufen.

6.5.3. Untersuchung der Ortsauflösung des Proportionalzählers

üblicherweise wird mit einem Proportionalzähler die Energie des einfallenden Photons bestimmt. Der in dieser Arbeit beschriebene Proportionalzähler bestimmt nicht nur die Energie des einfallenden Photons, sondern liefert auch eine Information über den Ort, an dem das Photon innerhalb des Zählers nachgewiesen wird.

Zunächst wurde versucht, die Ortsinformation dadurch zu erhalten, daß als Anodendraht eine hochohmige Kohlenstofffaser gewählt wurde. Die Kohlenstofffaser ist als Widerstandskette anzusehen, so daß über die Seite des Anodendrahtes mit höherem Widerstand ein geringerer Strom von Elektronen abfließt, als über das andere Faserende. Die durch das Photon erzeugte Ladung Q (Elektronenlawine) teilt sich auf dem Draht in die Ladungen Q_A und Q_B (Abbildung 32) auf.

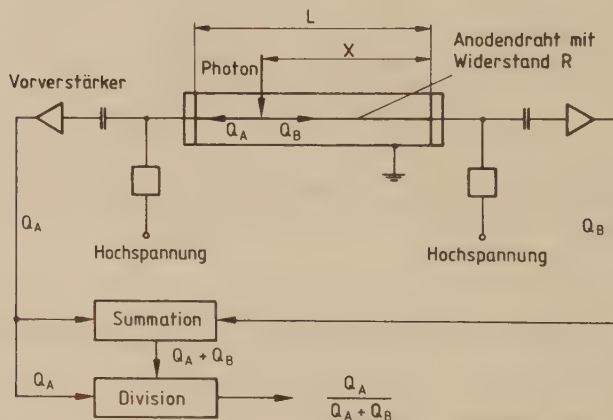


Abbildung 32
Ortsempfindlicher Proportionalzähler nach dem Prinzip der
Ladungsteilung
 Q_A, Q_B : aufgeteilte Ladung der Elektronenlawine
 L : Länge des Anodendrahtes
 X : Ort des einfallenden Photons

An den Enden des Anodendrahtes befanden sich ladungsempfindliche Vorverstärker, deren Eingangswiderstand klein ist gegenüber dem Widerstand der Kohlenstoffaser. Diese integrierten die jeweiligen zum Ende der Kohlenstoffaser hinfließenden Ladungen Q_A und Q_B auf. Das Summensignal der beiden Vorverstärker ist proportional zu der Energie des einfallenden Photons. Den relativen Auftreffpunkt auf dem Anodendraht der Sekundärelektronenlawine ermittelte die Positionsauswerteelektronik (Ortec 464). Sie summierte beide Signale Q_A+Q_B und dividierte anschließend Q_A durch die Summe Q_A+Q_B ([Wes 76, Fis 77]). Die relative Höhe des so gewonnenen Signals ist ein Maß für den Auftreffpunkt der Sekundärelektronenlawine auf dem Anodendraht. Bei senkrechtem Einfall des Photons zum Anodendraht ist somit eine Positionbestimmung des Photons möglich.

Dieser Weg wurde aus folgenden Gründen nicht weiter verfolgt.

a) Eine geeignete Kohlenstoffaser stand nicht in ausreichender Länge zur Verfügung. Der Versuch, Glasfasern (Durchmesser $30\mu\text{m}$) mit Kohlenstoff zu bedampfen, schlug fehl, weil die aufgebrauchte Kohlenstoffschicht (gewünschte Stärke $2\mu\text{m}$) eine zu unregelmäßige und zu geringe Stärke aufwies.

b) Die beiden ladungsempfindlichen Vorverstärker an jedem Ende der Faser erwiesen sich als sehr empfindlich gegenüber elektronischen Störungen.

Es wurde deshalb ein anderes Konzept gewählt, ein Kathode mit zwei galvanisch getrennten Teilkathoden, die aufgrund ihrer Geometrie eine Ortsaussage ermöglichten ([AllT 76]). Diese Kathode zeigt eine Backgammon-Struktur (Abbildung 33).



Abbildung 33
Backgammon-Kathode. Die schwarze Linie stellt den Isolator dar.
Kathodenplatten 124mm mal 30mm , Abstand vom Anodendraht 5mm ,
Isolatorbreite zwischen den Kämmen $100\mu\text{m}$

Die Backgammon-Struktur ist zu vergleichen mit zwei Kämmen, die ineinandergreifen. Die beiden Kämmen sind elektrisch voneinander getrennt. Mit der Hilfe der Abbildungen 34A und 34B soll das Arbeitsprinzip des ortsempfindlichen Proportionalzählers verdeutlicht werden.

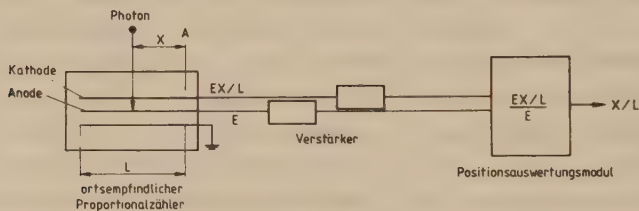


Abbildung 34A

Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der auf der Teilkathode der Backgammon-Kathode gesammelten Ladung und der Impulshöhe X/L des Ortssignals. Das Positionsauswertungsmodul dividiert die Energie E des Photons heraus. L : Länge der Backgammonkathode, X : Ort des Photons gemessen vom Punkt A aus.

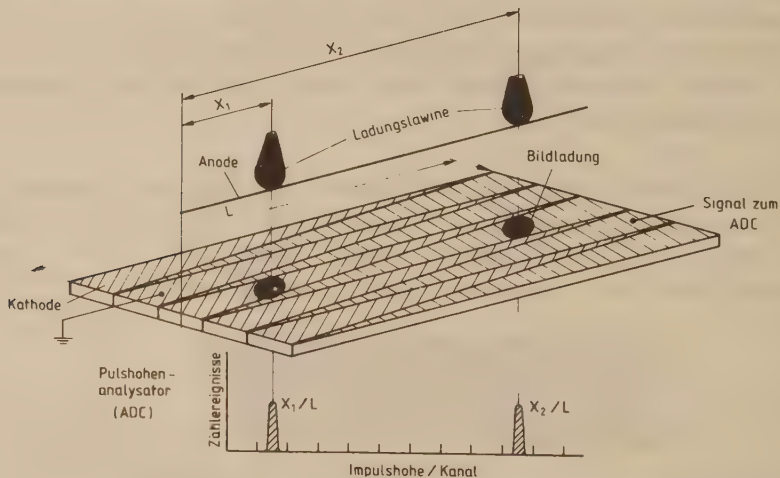


Abbildung 34B

Es sind zwei verschiedene Fälle für die Lokalisierung der Bildladung dargestellt.

Ein Photon dringt an der Stelle X in das Gasvolumen des Proportionalzählers ein, dessen Backgammon-Kathode die Länge L hat (Abbildung 34A). In der Nähe des Anodendrahtes kommt es zur Bildung der Sekundärelektronenlawine (Gasverstärkung des Proportionalzählers).

Diese Elektronenlawine fließt über den Anodendraht zu einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und liefert einen der aufintegrierten Ladung entsprechenden Spannungsimpuls, der zur Energie des einfallenden Photons proportional ist.

Die Ionen aus der in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes gebildeten Ladungswolke erzeugen auf der Backgammon-Kathode durch Influenz eine Bildladung (Vergleiche hierzu Abbildung 34B). Es sind die Ionen und nicht die Elektronen, die die Bildladung induzieren. Die Elektronen, deren Beweglichkeit wesentlich größer ist als die der Ionen in der Ladungswolke, sind in weniger als 1ns über den Anodendraht abgeflossen.

Je nachdem, wo am Anodendraht sich die Ionenwolke bildet, wird auf der Kathode die Bildladung erzeugt. Der Durchmesser der Fläche, die die Bildladung auf der Kathode belegt, beträgt ungefähr 1mm. Der Abstand Kathode - Anodendraht sowie die räumliche Ausdehnung der Ionenwolke bestimmen die Fläche, die die Bildladung auf der Backgammon-Kathode belegt.

Eine der beiden Teilkathoden, aus denen die Backgammon-Kathode besteht, ist geerdet, während die zweite Teilkathode (Signalkathode) mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden ist.

Beginnend am Punkt A (Abbildung 34B) nimmt die Fläche der Signalkathode zum Detektorende hin ab, entsprechend wächst die Fläche der geerdeten Teilkathode. Die von der Bildladung bedeckte Fläche teilt sich auf beide Teilkathoden auf.

Die gesammelte Ladung auf der Signalkathode ist proportional zu der von der Bildladung bedeckten Fläche. Wird also auf der Signalkathode eine größere Fläche von der Bildladung belegt, fließt zum Vorverstärker eine größere Ladung hin, als wenn eine kleinere Fläche mit entsprechend weniger Ladung bedeckt ist.

Die Bildladung auf der geerdeten Teilkathode fließt zur Erde hin ab.

Somit liefert der ortsempfindliche Proportionalzähler zwei Signale :

- 1) Ein Signal E vom Anodendraht, proportional zur Energie des eingestrahnten Photons, und
- 2) ein Signal $E \cdot X/L$ von der Signalkathode der Backgammonkathode, das proportional zur Energie des eingestrahnten Photons und positionsempfindlich ist. Dabei ist X der Ort, wo die Bildladung erzeugt wird, vom Anfang A der Signalkathode aus gemessen. Die Länge der Signalkathode ist mit L bezeichnet (Abbildung 34A).

Die Vorverstärker erzeugen zu diesen beiden Signalen proportionale Spannungsimpulse (Der elektronische Aufbau ist der Abbildung 34A zu entnehmen).

Das Positionsauswertungsmodul (Ortec 464) dividiert den positionsempfindlichen durch den energieproportionalen Impuls; dadurch wird ein Spannungssignal proportional zu $(E \cdot X/L)/E$ geformt. Das Ergebnis X/L ist unabhängig von der Energie des einfallenden Photons, aber abhängig von der Position, wo auf der Kathode die Bildladung erzeugt wurde. Die sich so ergebenden Impulshöhen sind abhängig von der Position der Bildladung auf der Backgammon-Kathode. In der Abbildung 34B ist dies für zwei Bildladungen angedeutet, die an den Orten X_1 und X_2 auf der Signalkathode gebildet wurden. Die Impulshöhen wurden vom einem Pulshöhenanalysator ausgewertet.

Um die Ortsauflösung des Proportionalzählers zu testen, wurde er mit Hilfe einer Lochmaske (Durchmesser der Öffnung 2.0mm) abgedeckt, so daß Photonen aus einer ^{55}Fe -Röntgenquelle nur einen definierten Teil des Detektors erreichen konnten. Das Ortsspektrum wurde mit einem Pulshöhenanalysator (Vielkanal-analysator) aufgenommen (Abbildung 35).

Die Halbwertsbreite FWHM der sich ergebenden Verteilung war 4mm.

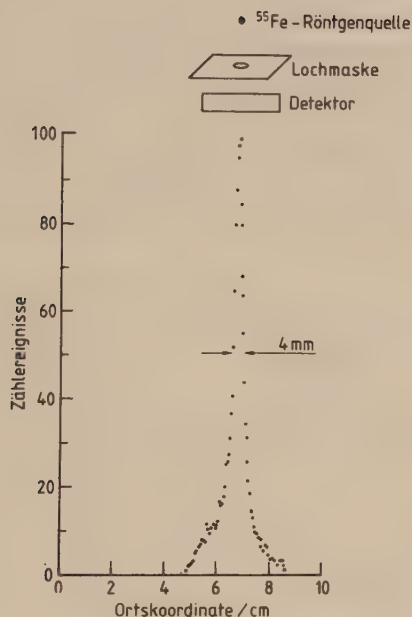


Abbildung 35

Ortspektrum des Proportionalzählers

Die Experimentanordnung ist oben skizziert.

Durchmesser der Bohrung 2.0mm und Dicke der Lochmaske 3.0mm

Halbwertsbreite der Linie $4\text{mm} \pm 0.05\text{mm}$

Inwieweit dieser Detektor Signale von verschiedenen Orten trennen kann, wurde mit einer anderen Lochmaske überprüft. Diese mit drei Öffnungen (Durchmesser 2.0mm), deren Mitten einen Abstand von jeweils 33.0mm hatten, versehene Maske deckte den ortsempfindlichen Proportionalzähler ab.

Der Abstand der ^{55}Fe -Röntgenquelle wurde so groß gewählt, daß durch alle drei Öffnungen der Maske Photonen in den ortsempfindlichen Proportionaldetektor eindringen konnten.

Die Abbildung 36 zeigt das von einem Pulshöhenanalysator aufgenommene Ortsspektrum.

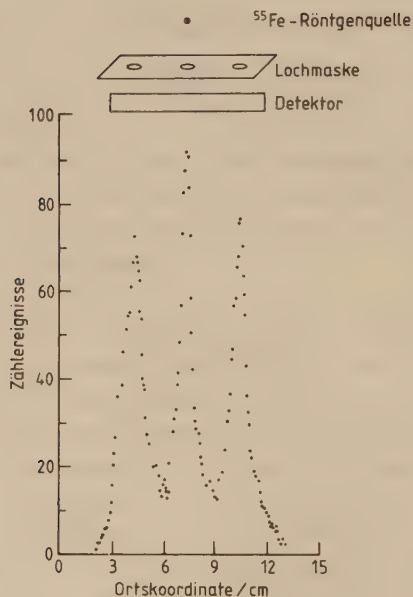


Abbildung 36

Ortsspektrum des Proportionalzählers

Die Experimentanordnung ist oben skizziert

Eine Lochmaske (3mm dick) mit drei Bohrungen (Durchmesser 2.0mm

und jeweiliger Abstand 33.0mm) deckt den Detektor ab.

Der aus den Strukturen bestimmte Abstand beträgt jeweils

$33\text{mm} \pm 0.6\text{mm}$.

Im Bereich jeder der drei einzelnen Strukturen wurde eine Gaußkurve angepaßt, der Schwerpunkt der Gaußkurve bestimmt und daraus die Lage der drei Strukturen im Ortsspektrum festgelegt. Es ergab sich für den Abstand der Schwerpunkte der Strukturen jeweils ein Wert von $33\text{mm} \pm 0.6\text{mm}$.

Der relativ hohe Untergrund der Spektren kommt dadurch zustande, daß aufgrund der geringen Dicke der Lochmaske auch schräg einfallende Photonen nachgewiesen wurden.

Im Experiment ist durch die Sollerspalt der Raumwinkel so stark eingeschränkt, daß der Proportionalzähler nur unter einem Winkel von $90^\circ \pm 2^\circ$ einfallende Photonen nachweist.

Die Linearität des Proportionalzählers wurde mit einer weiteren Lochmaske überprüft. Gleichzeitig konnte die nutzbare Detektorlänge bestimmt werden; sie ergibt sich daraus, daß der zur gesammelten Bildladung proportionale Spannungsimpuls deutlich größer sein muß als das elektronische Rauschen der Verstärker.

Die Öffnungen der Lochmaske, deren Mittenabstand jeweils 7.0mm betrug, hatten einen Durchmesser von 2.0mm.

Mit einer verschiebbaren ^{55}Fe -Röntgenquelle wurde nacheinander durch jede der Öffnungen der Lochmaske ein Ortsspektrum mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen. Als Maß für die mittlere Impulshöhe diente die Kanalnummer des Vielkanalanalysators, die zum Maximum der jeweiligen Verteilung gehörte. In Abbildung 37 ist die mittlere Impulshöhe gegen die Position der Bohrungen der Lochmaske aufgetragen, durch die die Photonen der ^{55}Fe -Röntgenquelle in den Proportionalzähler gelangten.

Abbildung 37 ist zu entnehmen, daß der Proportionalzähler hinreichend linear arbeitete. Die nutzbare Detektorlänge ergab sich zu $79\text{mm} \pm 1\text{mm}$. Der ortsempfindliche Proportionalzähler kann also 79mm des Flugweges der Rückstoßionen beobachten.

Mit einer kalibrierten ^{55}Fe -Röntgenquelle wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit des Proportionalzählers in Abhängigkeit vom Nachweisort bestimmt. In Abbildung 38 ist sie als Funktion des Ortes des einfallenden Photons aufgetragen und liegt im Bereich der nutzbaren Detektorlänge bei $(97 \pm 1)\%$, d.h. innerhalb der nutzbaren Detektorlänge werden die einfallenden Photonen mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen.

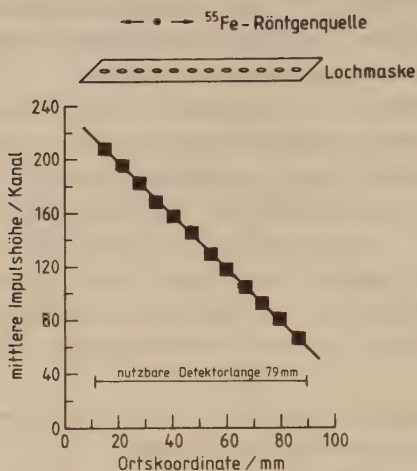


Abbildung 37
 Linearitätsüberprüfung des ortsempfindlichen Proportionalzählers
 Durchmesser der Bohrungen 2.0mm und jeweiliger Abstand 7.0mm
 Die Röntgenquelle wurde von Messung zu Messung verschoben.

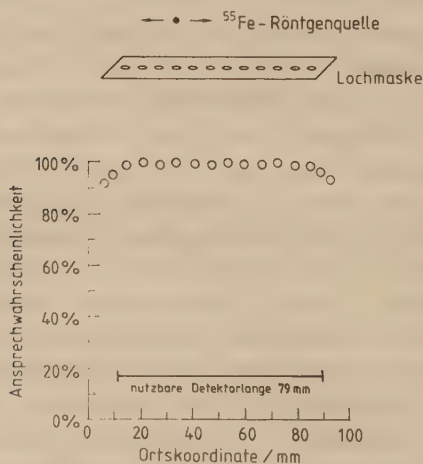


Abbildung 38
 Ansprechwahrscheinlichkeit für Ortsmessungen in Abhängigkeit vom Ort

Zusammenfassung:

Der ortsempfindliche Proportionalzähler hat eine Ortsauflösung, die besser ist als 1.5mm, eine nutzbare Detektorlänge von 79mm $\pm$ 1mm, in deren Bereich die Ansprechwahrscheinlichkeit $(97 \pm 1)\%$ beträgt.

Diese Werte sind für das Experiment ausreichend.

6.6. 180°-Sektormagnet

6.6.1. Aufbau und Funktion

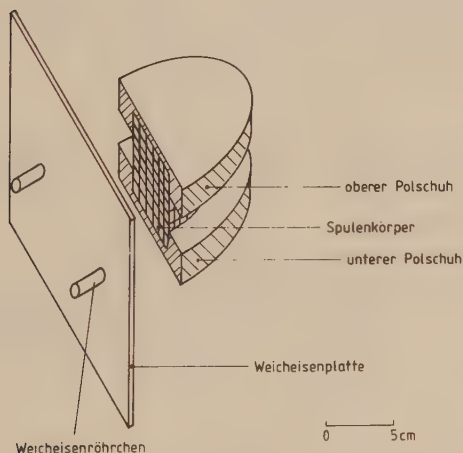


Abbildung 39

180°-Sektormagnet

Oberer und unterer Polschuh bestehen aus Weicheisen, der Spulenkörper aus einem Weicheisenkern, der mit Lackdraht (Durchmesser 0.4mm) unwickelt ist.

Vor dem Magneten befindet sich eine Abschirmung aus Weicheisen.

Der 180°-Sektormagnet (Abbildung 39) hat die Aufgabe, die Rückstöße nach ihrem Ladungszustand zu trennen. Er besteht aus einer Spule und zwei Polschuhen. Der Kern der Spule und die Polschuhe sind aus Weicheisen gefertigt. Dieser doppelt-fokussierende Elektromagnet ist in Anlehnung an Angaben von R. Mann [Man 85] und R. Kollath [Kol 62] entwickelt worden.

Das Wort "doppeltfokussierend" bedeutet [Kol 62], daß die Rückstöße in der Nähe der Sollbahn des 180°-Sektormagneten sowohl in radialer als auch in der Richtung (axiale Richtung) parallel zur Symmetrieachse der Polschuhe (Abbildung 41) fokussiert werden.

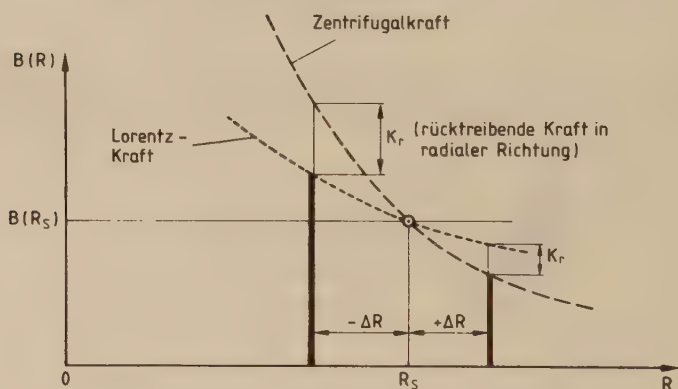


Abbildung 40 [Kol 62]

Bewegtes geladenes Teilchen im Feld eines inhomogenen Magneten
Die Magnetfeldstärke B ist gegen den Radius R des Magneten aufgetragen. Nullpunkt ist die Magnetmitte.
 R_s : Radius der Sollbahn, K_r : rücktreibende Kraft auf die Sollbahn in radialer Richtung, Zentrifugalkraft (---) und Lorentzkraft (—) sind stets entgegengesetzt.

Die Kraft K_r (Abbildung 40) treibt das Ion auf die Sollbahn zurück.

Auf der Sollbahn R_s ist die Zentrifugalkraft mv^2/R vom Betrag her gleich der Lorentzkraft $q \cdot e \cdot v \cdot B$.

An der Stelle $R_s + \Delta R$ überwiegt gegenüber der Lorentzkraft die Zentrifugalkraft. Am Punkt $R_s - \Delta R$ ist die Zentrifugalkraft größer als die Lorentzkraft.

Das Ion erfährt also eine rüctreibende Kraft nach innen bzw. im zweiten Fall nach außen. Die Größe der rüctreibenden Kraft ist gegeben durch die Differenz aus der Zentrifugalkraft und der Lorentzkraft. Dies führt zu einer Sinusschwingung des Rückstoßions in radialer Richtung um die Sollkreisbahn.

Abbildung 41 zeigt einen Schnitt durch einen Polschuh.

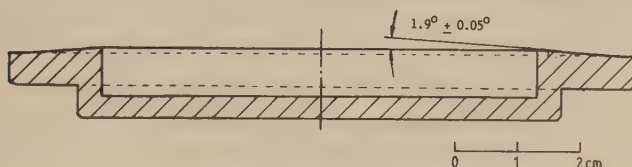


Abbildung 41
Schnitt durch den Polschuh des 180°-Sektormagneten mit der Symmetrieachse
Die Polschuhe sind unter einem Winkel von 1.9° abgedreht.

Die Polschuhflächen sorgen dafür, daß es auch in axialer Richtung (parallel zur Symmetrieachse durch den Polschuh) eine rüctreibende Kraft K_z gibt:

Die Kraftflußdichte nimmt in radialer Richtung mit zunehmendem Radius ab. Die magnetischen Feldlinien sind in der Umgebung der Mittelebene nach außen gekrümmt. So entstehen oberhalb und unterhalb der Mittelebene radiale Komponenten B_r des Magnetfeldes (Abbildung 42).

Mit dieser Komponente B_r ist eine Lorentzkraft K_z in z-Richtung verbunden. Die rüctreibende Kraft K_z steigt ebenso wie K_r mit wachsender Flußdichte bzw. Rückstoßionenenergie an.

In einer ersten Näherung ist die Größe dieser rüctreibenden Kraft K_z der Auslenkung in z -Richtung aus der Mittelebene proportional. So vollführt das Rückstoßion in axialer Richtung eine Sinusschwingung um die Mittelebene des Magneten.

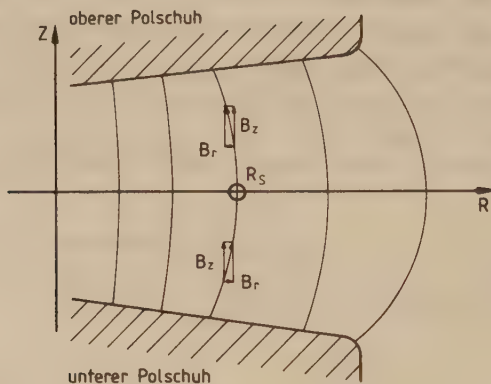


Abbildung 42 [Kol 62]

Inhomogenes Magnetfeld

Entstehung der rüctreibenden Kräfte K_z in axialer Richtung
(senkrecht zu R) B_r und B_z sind Komponenten des Magnetfeldes B

R : Radius des Magneten (Nullpunkt ist die Magnetmitte)

Angemerkt sei, daß dieser Magnettyp auch in einem Betatron verwendet wird.

6.6.2. Berechnung der für die Ladungszustandstrennung notwendigen magnetischen Flußdichte

Die Geschwindigkeit der Rückstoßionen ist allein abhängig von ihrem Ladungszustand, wenn sie das gleiche elektrische Feld durchlaufen. Der 180°-Sektormagnet trennt die Ladungszustände der Rückstoßionen nach der unterschiedlichen Geschwindigkeit der Rückstoßionen. Ausgehend vom Kräftegleichgewicht zwischen Lorentzkraft und Zentrifugalkraft läßt sich für ein auf der Sollbahn des 180°-Sektormagneten befindliches Ion mit der Ladung q folgende Beziehung aufstellen.

Lorentzkraft gleich Zentifugalkraft

$$|q \cdot e \cdot v \times B| = m \cdot v^2 / R_s$$

mit B = magnetische Flußdichte

m = Masse der Rückstoßionen

v = Geschwindigkeit der Ionen

R_s = Radius der Sollbahn des 180°-Sektormagneten

e = Elementarladung

q = Ladungszustand des zu selektierenden
Rückstoßions

Daraus läßt sich die notwendige magnetische Flußdichte zur Selektion des Ladungszustandes q berechnen; unter der Voraussetzung v senkrecht auf B und der Beziehung $v = (2 \cdot E / m)^{1/2}$ mit $E = q \cdot e \cdot U$ folgt

$$B = (2 \cdot m \cdot U / ((R_s)^2 \cdot e \cdot q))^{1/2}.$$

(6.6.2.a)

U = Beschleunigungsspannung

Der verwendete Magnet erlaubte die Trennung benachbarter Landungszustände für Argon im Bereich $q=12$ bis $q=18$ bei einer kinetischen Energie von $E_{kin} = (300 \cdot q) \text{ eV}$. Ändert sich während des Fluges der Rückstoßionen durch den Bereich der Sollerspalte ihr Ladungszustand (insbesondere durch Autoionisation), so wird zu

der Ladungsselektion eine andere magnetische Flußdichte benötigt.

Die magnetische Flußdichte ergibt sich aus der Gleichung

$$B = (2 \cdot q_v \cdot m \cdot U / ((R_s)^2 \cdot e \cdot q_n^2))^{1/2} \quad (6.6.2.b)$$

mit q_v =Ladungszustand des Rückstoßions während der Beschleunigung durch die Potentialdifferenz U
 q_n =Ladungszustand des Rückstoßions während der Selektion durch den 180°-Sektormagneten

Die magnetische Flußdichte des 180°-Sektormagneten wurde mit einer Hallsonde (Neva) in Abhängigkeit von dem elektrischen Strom bestimmt, der durch die Spulenwicklung des Magneten floß. Es ergab sich so die in der Abbildung 43 dargestellte Kalibrierungskurve des 180°-Sektormagneten.

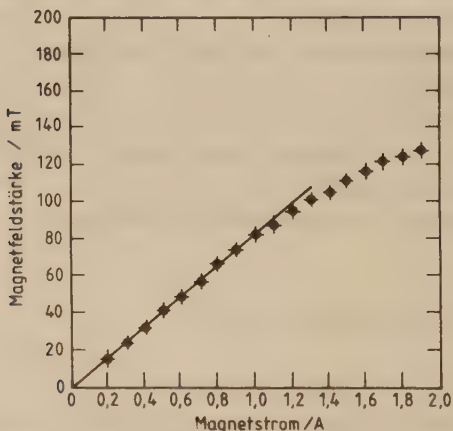


Abbildung 43
 Kalibrierungskurve des 180°-Sektormagneten
 Magnetfeldstärke als Funktion des Magnetstromes
 Bis 1,3A (entspricht einer Magnetfeldstärke von 110mT) ist die
 Magnetfeldstärke proportional zum Magnetstrom.

Abbildung 44 verdeutlicht, inwieweit der 180°-Sektormagnet in der Lage ist, die Rückstoßionen mit der kinetischen Energie $E_{kin} = (U \cdot q) \text{ eV}$ (U Beschleunigungsspannung) zu trennen.

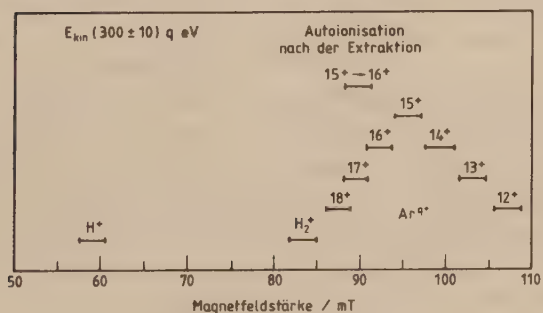
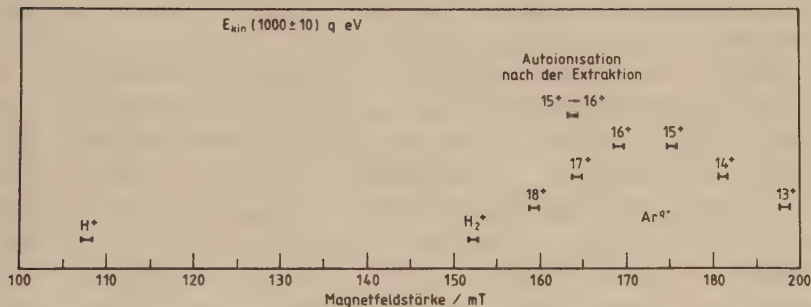


Abbildung 44

Für verschiedene kinetische Energien (bestimmt durch die Beschleunigungsspannung) wird gezeigt, bei welcher Magnetfeldstärke welche Argonionen am Ausgang des 180°-Magnetes zu erwarten sind. Die Breite der einzelnen Erwartungswerte ist bestimmt durch die Energieverschmierung der Rückstoßionen. Maximal erreichbare Flußdichte 110 mT. Die Ordinate ist ohne Bedeutung.

Eine magnetische Flußdichte von 190mT wäre nötig, die Ionen, insbesondere für Ar^{14+} und Ar^{16+} -Ionen, bei einer Beschleunigungsspannung von 1000V zu selektieren. Diese Flußdichte wird von dem Sektormagneten (maximal erreichbarer Wert 110mT) nicht erreicht. Daher wurden die Rückstoßionen mit dem Linsensystem 2 auf eine kinetische Energie von $300 \cdot q$ eV (dies entspricht einer Beschleunigungsspannung von 300V) abgebremst.

Die jetzt notwendige Flußdichte ist der Abbildung 44 zu entnehmen. Es ist nicht sinnvoll, die Rückstoßionen bei der Extraktion von vornherein nur mit 300V zu beschleunigen, weil dann die bedingte Flugstrecke bis zum Beginn des ortsempfindlichen Proportionalzählers, der ein etwaiges Signal vom $2\text{ }^{32}\text{S}$ -Zustandes nachweisen soll, mehrere Zerfallslängen betragen kann. Ein weitaus größerer Teil der angeregten Ionen befände sich schon wieder im Grundzustand.

Die Rückstoßionen werden nicht nur aus der auf dem Potential 0V liegenden Mitte der Gaszelle extrahiert, sondern auch aus Zonen mit einer Potentialdifferenz zur Mitte. So beträgt ihre kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = (U \pm 10V) \cdot q \text{ eV.}$$

U = Beschleunigungsspannung

Die Spannung 10V (gleichzeitig Extraktionsspannung) ist der Maximalwert der Potentialdifferenz, der wahre Wert liegt wegen der kleineren Wechselwirkungszone darunter. Aus dem Target- und Strahlquerschnitt läßt sich die Größe der Wechselwirkungszone abschätzen, so daß der wahre Wert der kinetischen Energie der Rückstoßionen in dem Intervall $E_{\text{kin}} = (U \pm 3) \cdot q$ eV liegen sollte. Zu der Energieverschmierung der Rückstoßionen mit gegebenem Ladungszustand q gehört eine entsprechende Bandbreite der zu ihrer Selektion erforderlichen magnetischen Flußdichte B , angedeutet durch die Breite der horizontalen Balken in Abbildung 44.

Für das Experiment war es wichtig, daß die extrahierten Ar^{16+} -Ionen getrennt wurden von den Ar^{15+} -Ionen, die erst durch Autoionisation von Ar^{16+} -Ionen während des Fluges durch die Sollerspalt den Ladungszustand $q=16+$ erreichten. Rückstoßionen, die während der Extraktion 16fach geladen waren, hatten eine kinetische Energie von 16keV, solche mit dem Ladungszustand $q=15+$ eine Energie von 15keV (Beschleunigungsspannung 1000V). Änderte sich der Ladungszustand anschließend (zum Beispiel von $q=15+$ auf $q=16+$ durch Autoionisation), so gab es nun Ar^{16+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von 16keV und 15keV. Letztere fielen in etwa mit der Verteilung $q=17+$ hinter dem Sektormagneten zusammen, sind also von denen, die von Anfang an den Ladungszustand 16+ hatten, zu trennen. Auch bei einer kinetischen Energie der Rückstoßionen von $E_{\text{kin}} = 300 \cdot q \text{ eV}$ war diese Trennung noch gewährleistet (Abbildung 44).

Das magnetische Feld besitzt eine radiale Komponente, die auch außerhalb des 180°-Sektormagneten wirksam ist. Diese verursacht Lorentzkräfte, die die Flugrichtung der Rückstoßionen verändern. Daher wird das radiale Magnetfeld im Außenraum des 180°-Sektormagneten durch eine Weicheisenplatte (Abbildung 39) abgeschirmt. Sie besteht aus Hyperm (Krupp Essen) und ist 2mm stark.

Durch ein Weicheisenröhrchen treten die Rückstoßionen in den 180°-Sektormagneten ein und verlassen ihn wieder durch ein gleichartiges Röhrchen. Das magnetische Feld im Magneten darf durch diese Weicheisenröhrchen nicht geschwächt werden, daher wurde ein Luftspalt von 1mm zwischen den Polschuhen des Magneten und den Weicheisenröhrchen vorgesehen.

6.7. 180°-Zylinderkondensator

Der Zylinderkondensator lenkt durch ein elektrisches Feld alle Rückstoßionen, soweit sie nicht nach der Extraktion umgeladen wurden, um 180° um. Er besteht (Abbildung 45) aus dem Innenzylinder R_i (Durchmesser 60mm) und dem Außenzylinder R_a (Durchmesser 80mm). Die Sollbahn liegt im Ablenkanal, ihr Radius beträgt $R_s = 35$ mm.

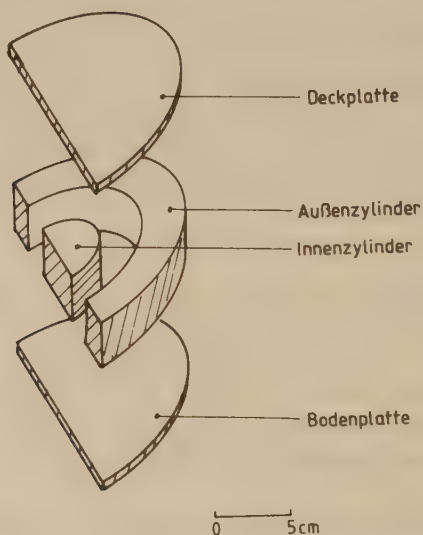


Abbildung 45
180°-Zylinderkondensator
Zwischen Innen- und Außenzylinder liegt der Ablenkanal.

Die beiden Zylinder sind gegenüber der Boden- und Deckplatte elektrisch isoliert. Die anzulegende Hochspannung wird durch die Teilchenenergie und den radialen Abstand der Zylinder bestimmt.

Auf der Sollbahn werden Rückstoßionen nur umgelenkt, wenn die Zentrifugalkraft vom Betrag her gleich der elektrischen Kraft ist. Es läßt sich folgende Gleichgewichtsbedingung für die Sollbahn aufstellen.

$$m \cdot v^2 / R_s = e \cdot E = q \cdot e \cdot U_k / (R_s \cdot \ln(R_a / R_i)) \quad (6.7.a)$$

U_k = Potentialdifferenz
 zwischen den beiden Zylinderflächen
 E = elektrische Feldstärke
 m = Masse der Ionen
 v = Geschwindigkeit des Ions
 R_s = Radius der Sollbahn
 R_a = Radius des Außenzylinders
 R_i = Radius des Innenzylinders
 q = Ladungszustand des Ions

Setzt man dazu die kinetische Energie der Rückstoßionen

$$(1/2) \cdot m \cdot v^2 = q \cdot e \cdot U.$$

in die Gleichung 6.7.a ein, so zeigt sich, daß die Gleichgewichtsbedingung für alle Ladungszustände q gleichermaßen erfüllt wird.

Der 180°-Zylinderkondensator kann also Rückstoßionen mit unterschiedlicher kinetischer Energie nicht nach ihrem Ladungszustand selektieren.

Die Ablenkspannung U_k betrug zum Beispiel 575V für alle Rückstoßionen mit einer kinetischen Energie von $E_{k,100} = 1000 \cdot q \text{ eV}$.

Abbildung 46 zeigt den Ablenkanal des geöffneten 180°-Zylinderkondensators.

Abbildung 46

Im Vordergrund ist der geöffnete Zylinderkondensator mit dem Ablenkanal zu sehen und rechts das Channeltrongeäuse 2; links ist der 180°-Sektormagnet mit dem Channeltrongeäuse 1, im Hintergrund das Sollerspaltsystem, in der Mitte davor das Linsensystem 2 zu sehen.

Die Sollbahn (Radius R_s) fällt nicht mit der gedachten Mittellinie des Ablenkanals des 180°-Zylinderkondensators zusammen. Da der experimentelle Aufbau dies jedoch erforderte, muß die Hochspannung an dem Innen- und dem Außenzyylinder asymmetrisch angelegt werden. Die nachfolgende Rechnung zeigt, welche Spannungen angelegt werden müssen.

Die elektrische Feldstärke E zwischen den Kondensatorzy lindern ist bestimmt durch

$$E = (1/r) \cdot (U_K / \ln (R_A / R_I))$$

U_K = Ablenkspannung

R_I = Radius des Innenzy linderns

R_A = Radius des Außenzy linderns

r = Abstand zur Mitte des Innenzy linderns

Daraus folgt für das Potential des Innenzylinders des Zylinderkondensators durch Integration über die elektrische Feldstärke

$$U_I = U_K (\ln R_S / R_I / \ln R_A / R_I)$$

und für das Potential des Außenzylinders

$$U_A = U_K (\ln R_A / R_S / \ln R_A / R_I)$$

Für eine Ablenkspannung $U_K = 575V$ ist danach

$$U_I = -308.1V$$

$$U_A = 266.9V$$

Die Vorzeichen der angelegten Spannungen werden durch das Vorzeichen der Ladung des umzulenkenden Teilchens bestimmt.

Anzumerken ist ferner, daß im Experiment die Sollbahn der Rückstoßionen nicht auf Erdpotential lag. Die Mittellinie des Ablenkkanals muß die Potentialdifferenz U aufweisen, die gleich der Beschleunigungsspannung der Rückstoßionen ist. Deshalb lagen Boden- und Deckplatte des 180°-Zylinderkondensators und die Polschuhe des Sektormagneten auf dem Potential U .

Es wurde ein Zylinderkondensator verwendet und nicht ein Kugelkondensator, weil der letztgenannte auch eine Änderung der Flugbahn der Ionen in vertikaler Richtung bewirkt, wenn er vertikal nicht richtig justiert ist. Die Transmission der Rückstoßionen durch den Kugelkondensator war geringer als durch den Zylinderkondensator. Dies wird darauf zurückgeführt, daß der Kugelkondensator mit seiner höheren Abbildungsqualität engere Justiertoleranzen erfordert.

6.8 Aufbau und Funktionsweise der Elektronik

Eine Übersicht über den elektronischen Aufbau findet sich in Abbildung 47.

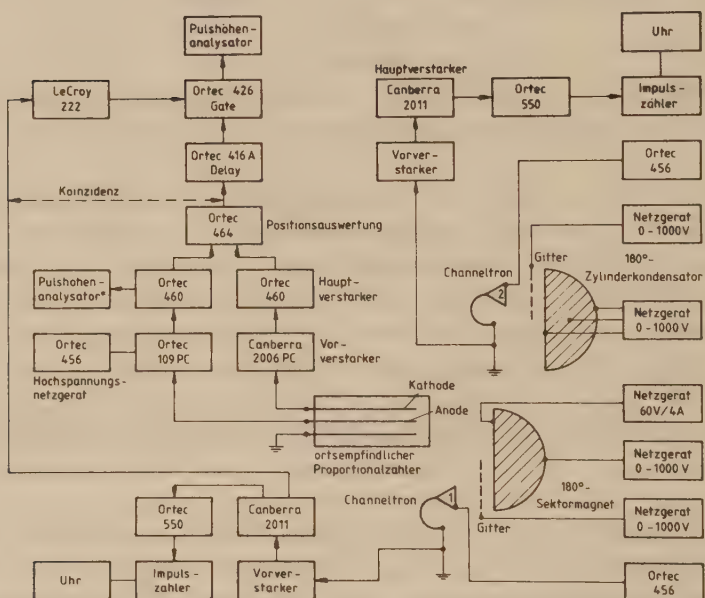


Abbildung 47

Aufbau des elektronischen Systems

Ortec 109PC: ladungsempfindlicher Vorverstärker

Ortec 416A: Delaybox

Ortec 426: Lineares Gate

Ortec 456: Hochspannungsgerät

Ortec 460: Spektroskopieverstärker

Ortec 464: Positionsauswertungsmodul

Ortec 550: Energiediskriminator

LeCroy 222: Dual-Gate-Generator

Canberra 2011: Spektroskopieverstärker

Canberra 2006PC: ladungsempfindlicher Vorverstärker

Die übrige Elektronik ist in Eigenbau erstellt worden.

Die elektrischen Ladungen auf Kathode und Anode des ortsempfindlichen Proportionalzählers werden in ladungsempfindlichen Vorverstärkern aufintegriert und daraus je ein Spannungsimpuls, der proportional der Ladungsmenge ist, erzeugt. Die Hauptverstärker (Ortec 460) verstärken und differenzieren die Spannungsimpulse der Vorverstärker. Die Differenzierung ist notwendig, um eine schnelle Anstiegszeit der Signale zu erreichen. Beide Spannungsimpulse werden weitergeleitet zum Positionsauswertungsmodul (Ortec 464).

Die Flußdichte des Sektormagneten ist so eingestellt, daß nur Ar^{16+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von 4800eV im Channeltron 1 nachgewiesen werden, Ar^{16+} -Ionen, die durch Autoionisation aus Ar^{15+} -Ionen entstanden sind, haben eine Energie von 4500eV und werden ausselektiert.

Für die gewünschte Koinzidenz zwischen dem durch den Proportionalzähler bestimmten Ort des Photons aus dem Zerfall des 2^{-3}Si -Zustandes in heliumähnlichem Argon und dem Nachweis eines Ar^{16+} -Ions durch das Channeltron 1 hinter dem Sektormagneten wurde ein lineares Gate, Öffnungsdauer 2 μs , so betrieben, daß das Signal des Positionsauswertungsmoduls nur durchgelassen und aufgezeichnet wurde, wenn ein entsprechendes Signal vom Channeltron 1 vorlag.

Das Signal der Positionsauswertung mußte zum Ausgleich der Flugzeit der Rückstoßionen vom Röntgendetektor zum Teilchenzähler elektronisch (Ortec 416A) verzögert werden, um zu der gewünschten Koinzidenz zu kommen.

Die Eingangstrichter der Channeltrons 1 und 2 lagen auf negativem Potential, denn die langsamen Rückstoßionen mußten beschleunigt werden, damit sie in der Lage waren, mit großer Wahrscheinlichkeit aus der Oberfläche des Channeltrontrichters Elektronen zu schlagen.

Diese Ladungslawine wurde dann im Channeltron durch Elektronenvervielfachung weiter verstärkt. Andererseits verhinderten die negativ geladenen Gitter vor den Channeltrons das Eindringen von Elektronen. Die verwendeten Channeltrons waren Hochstromchanneltrons (Valvo X919BL), d.h. die aus der Oberfläche des Channeltrons befreiten Elektronen werden schneller als bei anderen Channeltrons ersetzt (geringerer Wandwiderstand). Zählraten von 40kHz können noch ohne merkliche Verluste an Signalhöhe verarbeitet werden.

Die verstärkten Channeltronsignale steuerten das lineare Gate und wurden durch einen Impulszähler gezählt. Durch Diskriminatoren wurde das Rauschen des Channeltrons, des Vorverstärkers und des Hauptverstärkers abgeschnitten.

War der 180°-Sektormagnet nicht in Betrieb, lenkte der 180°-Zylinderkondensator alle Rückstoßionen ins Channeltron 2. Die Signale dieses Channeltrons 2 wurden verstärkt und in einem Impulszähler in Zeitabschnitten, die eine Uhr vorgab, gezählt. Diese Anordnung diente als Monitor für den Rückstoßionenstrom. Mit seiner Hilfe wurden die Spannungen der jeweils mittleren Blende der elektrischen Linsensysteme 1 und 2 so eingestellt, daß eine maximale Zahl von Rückstoßionen im Channeltron 2 nachgewiesen wurde. Danach wurde bei der Selektion durch den Magneten nur mit Hilfe des Linsensystems 2 die Transmission optimiert.

7. Ergebnisse der Messung der Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon an langsamen Ionen

Mit Hilfe der in Kapitel 6 beschriebenen Apparatur wurden über 10^6 Argon-Rückstoßionen pro Sekunde erzeugt. Die besten Daten ergaben sich in den langen Meßperioden mit 1.4 MeV/amu La^{24+} - und Pb^{32+} -Projektilionen. Sie werden im folgenden vorgestellt. Das Channeltron 1 wies hinter dem Sektormagneten mehr als 10^2 Ar^{16+} -Rückstoßionen pro Sekunde nach.

Die Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon ergab sich aus der bekannten Geschwindigkeit der Rückstoßionen ($v=2.780 \cdot 10^6\text{ m/s}$) und der Verteilung der Röntgen-Impulse im Ortsspektrum bei der Beobachtung des $2\ ^3S_1$ -Zustandes im Ar^{16+} .

Allerdings gab es zwei weitere Quellen von Röntgenstrahlung, die zu einem unerwünschten Untergrund in den Ortsspektren führten. Diese Röntgenstrahlung entstand zum einen beim Auftreffen des Projektilionenstrahls auf Blenden und Gasdüse, zum anderen beim Auftreffen von Rückstoßionen auf Extraktionsblenden, Linsensystem und Sollerspalt.

Bei ersten Testmessungen zeigte das Röntgenspektrum drei Linien, die Röntgenenergien von 8000 eV , 6400 eV und 3000 eV zugeordnet werden konnten. Diese Linien konnten folgendermaßen erklärt werden: Die Rückstoßionen induzierten in den zunächst aus Kupfer hergestellten Sollerspalt Kupfer-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung (Energie des Photons 8047 eV), die ihrerseits in der aus Edelstahl gefertigten Bodenplatte des Proportionalzählers Eisen-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung (6403 eV ist die Energie des Photons) induzierte.

Die Messung der Röntgenenergie des Zerfalls des $2\ ^3S_1$ -Zustandes (Energie des Photons 3104 eV) in heliumähnlichem Argon würde dadurch nicht gestört, denn elektronisch könnten die

Photonenenergien 8047eV und 6403eV durch einen Diskriminator unterdrückt werden. Nicht so unterdrücken läßt sich der Escape-Peak der Eisen-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung (der einer Röntgenenergie von 3546eV entspricht), denn die Auflösung des Proportionalzählers reicht nicht aus um, den Escape-Peak und den M1-Übergang (Röntgenenergie von 3104eV) voneinander zu trennen.

Aus diesem Grund wurde danach soweit wie möglich Material eingesetzt, dessen K-Röntgenfluoreszenzstrahlung energieärmer ist als die von Eisen, um so das Induzieren von Eisen-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung zu verhindern. Die Sollerspalt wurden daher in einer zweiten Version aus Aluminium gefertigt.

Eine weitere Quelle für Eisen-K-Röntgenfluoreszenzstrahlung, ausgelöst durch den Projektilionenstrahl, ist die Gasdüse aus Edelstahl. Die Düse konnte nicht aus einem anderen Material gefertigt werden, aber die schon beschriebene Koinzidenzschaltung zwischen dem Channeltron 1 hinter dem 180°-Sektormagneten, der Ar^{+16} -Rückstoßionen selektierte, und dem ortsempfindlichen Proportionalzähler reduzierte die Wirkung auch dieser Störquelle.

Bei der Messung der Lebensdauer des $2\ ^{32}\text{S}_1$ -Zustandes in Ar^{16+} -Ionen war ohne Koinzidenzschaltung zwischen dem Proportionalzähler und dem Channeltron 1, das die selektierten Ar^{16+} -Ionen (Zahlrate von $3 \cdot 10^{22}\text{s}^{-1}$) hinter dem Sektormagneten registrierte, die vom Proportionalzähler nachgewiesene Photonenrate (im Mittel 1 Ereignis pro Sekunde) um fast eine Größenordnung höher als mit einer Koinzidenzschaltung (im Mittel 0.3 Ereignisse pro Sekunde, dabei sind zufällige Koinzidenzen nicht subtrahiert).

Bestimmung des Untergrundes (zufällige Koinzidenzen)

Energiereiche vom Projektilionenstrahl mitgeführte Elektronen können ebenfalls Röntgenfluoreszenzstrahlung erzeugen. Aus diesem Grund wurden Sollerspalt und Linsensystem soweit wie möglich gegen das Eindringen solcher Elektronen durch Aluminiumwände abgeschirmt. Trotzdem konnten energiereiche Elektronen im noch vorhandenen Eisen, wie der Bodenplatte des ortsempfindlichen Proportionalzählers, Röntgenfluoreszenzstrahlung induzieren.

Durch weitere Testmessungen, bei der alle Teile der Apparatur in Betrieb waren, aber der Gaszelle kein Argon zugeführt wurde, konnte der verbleibende Untergrund gemessen werden. Diese Messung ist notwendig, denn die Öffnungsdauer ($2\mu\text{s}$) des linearen Gates ist größer als die zeitliche Auflösung ($0.5\mu\text{s}$) zweier Impulse durch den Proportionalzähler. Die Koinzidenz wurde dadurch simuliert, daß das lineare Gate elektronisch alle 10ms geöffnet wurde (entsprechend der typischen Ereignisrate für Ar^{16+} -Ionen im Channeltron 1). Diese Untergrundmessung wurde auf den Teilchenstrom des Projektilionenstrahls normiert. Der Proportionalzähler registrierte in jeder Sekunde im Mittel 0.02 Ereignisse. Gleichzeitig wurde ein Ortsspektrum aufgenommen. Es zeigte einen Untergrund im Ortsspektrum, der in den ersten Kanalnummern bis zu einem Maximum anstieg und dann wieder abfiel. Die beschriebene Struktur des Spektrums war allerdings nur schwach ausgeprägt. Daß sie überhaupt zustande kam, ist auf die geometrische Anordnung des Proportionalzählers zurückzuführen.

In weiteren Messungen wurde untersucht, ob der Untergrund von der Zahl der Impulse her richtig bestimmt worden war, insbesondere bei zusätzlicher Extraktion von Argon-Rückstoßionen. Dazu wurde das Anodensignal des Proportionalzählers direkt in einen sehr schnellen Diskriminator gegeben. Ein selektiertes Ar^{16+} -Ion gab dem linearen Gate den

öffnungsimpuls. Die Impulse des Proportionalzählers während der öffnungszeiten des linearen Gates und die Ar^{16+} -Ionen wurden gezählt. Ein Vergleich beider Zählraten ergab, daß der Proportionalzähler im Mittel 0.02 Ereignisse zusätzlich registriert haben mußte, die nicht aus dem Zerfall des $2\text{ }^3\text{S}_1$ -Zustandes stammten.

Abbildung 48 gibt die Zerfallskurve des $2\text{ }^3\text{S}_1$ -Zustandes in Ar^{16+} -Ionen wieder (Gesamtmeßzeit 212 Stunden) nach Subtraktion des Untergrundes, der seinerseits eine Meßzeit von 90 Stunden in Anspruch nahm.

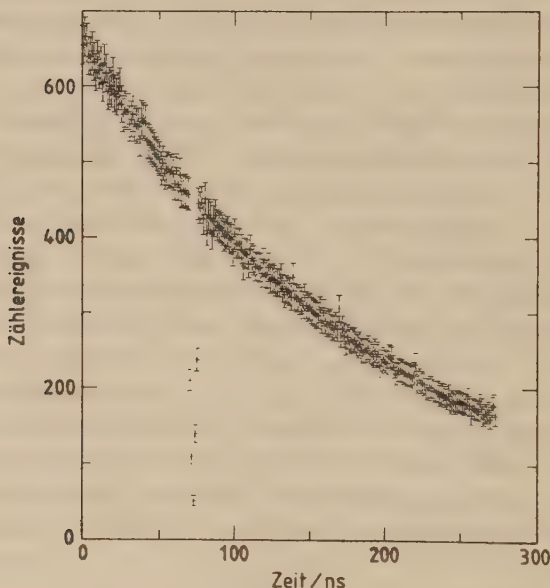


Abbildung 48
Anzahl der nachgewiesenen Photonen, in Koinzidenz mit den am Ausgang des Sektormagneten registrierten Ar^{16+} -Ionen, als Funktion der Flugzeit der angeregten Ar^{16+} -Rückstoßionen (Untergrund subtrahiert). Die niedrig liegenden Meßpunkte (scheinbare Ausreißer) sind auf einen blockierten Sollerspalt zurückzuführen. Diese Markierung diente dazu, verschiedene Messungen aufeinander zu beziehen.

Im Abstand von 95mm von der Gasdüse entfernt war ein Sollerspalt absichtlich versperrt. Die Markierung im Ortspektrum diente dazu, verschiedene Messungen aus verschiedenen Meßperioden aufeinander zu beziehen.

Abbildung 48A zeigt die Zerfallskurve in logarithmischer Darstellung.

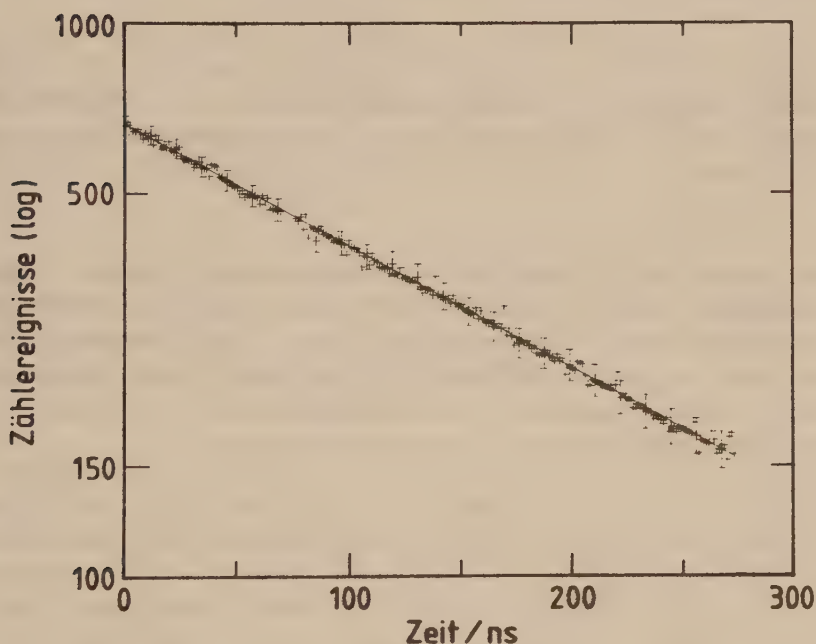


Abbildung 48A
Anzahl der in Koinzidenz mit magnetisch selektierten Ar^{16+} -Rückstoßionen nachgewiesenen Röntgenquanten, logarithmisch aufgetragen als Funktion der Flugzeit der angeregten Ionen (Untergrund subtrahiert). Nur jeder 10. Meßpunkte ist mit einem Fehlerbalken versehen. Die nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasste Gerade entspricht einer mittleren Lebensdauer $\tau(2\text{ }^3\text{S}_1) = (197 \pm 2)\text{ ns}$ ohne Berücksichtigung systematischer Fehler.

über die Beziehung

$$N(x) = N(0) \cdot \exp(-x/v \cdot \tau)$$

wird die Lebensdauer τ berechnet. Dabei ist x der Ort des nachgewiesenen Photons aus dem Zerfall des $2\ ^3S_1$ -Zustandes durch den Proportionalzähler, N gibt die Zahlereignisse und v die bekannte Geschwindigkeit der Rückstoßionen. Mit diesen Kenntnissen läßt sich eine Exponentialfunktion $\exp(-t/\tau)$ an die korrigierten Daten (Abbildung 48A) mit der Methode der kleinsten Quadrate anpassen. Es ergibt sich für die Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon der Wert

$$\tau(2\ ^3S_1) = (197 \pm 2) \text{ ns.}$$

Es sind systematische Fehler noch nicht berücksichtigt worden.

Die Werte in der Tabelle 4 verdeutlichen, welche Größenordnungen der Zählraten an Rückstoßionen (beliebiger Ladungszustand), Ar^{16+} -Rückstoßionen, Ar^{17+} -Rückstoßionen, Photonen aus dem Zerfall des $2\ ^3S_1$ -Zustandes (echte Ereignisse) und Photonen induziert durch energiereiche Elektronen oder Rückstoßionen (zufällige Koinzidenzen) anfielen.

Tabelle 4:

Rückstoßionen ohne Ladungsselektion im Channeltron 2 nachgewiesen (gemessen bei 1/10 des Gasdruckes in der Gaszelle und dann linear auf den Gasdruck während der Lebensdauer-messung extrapoliert).

$$10^6 \text{ s}^{-1}$$

Ar^{16+} -Rückstoßionen im Channeltron 1 nachgewiesen.

$$3 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$$

Anzahl der Ereignisse im Proportionalzähler "scheinbar" aus dem Übergang $2^3\text{S}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$ von heliumähnlichem Argon ohne Koinzidenz zwischen Proportionalzähler und im Channeltron 1 nachgewiesenen Ar^{16+} -Ionen hinter dem Sektormagneten.

$$1 \text{ s}^{-1}$$

Anzahl der Photonen aus dem Übergang $2^3\text{S}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$ von heliumähnlichem Argon in Koinzidenz zwischen Proportionalzähler und im Channeltron 1 nachgewiesenen Ar^{16+} -Ionen hinter dem Sektormagneten (Untergrund nicht subtrahiert).

$$0.3 \text{ s}^{-1}$$

Untergrund

Anzahl der Ereignisse, die, hervorgerufen durch energiereiche Elektronen oder Rückstoßionen, während einer entsprechenden Öffnungsdauer (0.01s) des linearen Gates nachgewiesen wurden im Proportionalzähler innerhalb der Koinzidenzzeit zwischen Proportionalzähler und im Channeltron 1 nachgewiesenen Ar^{16+} -Ionen hinter dem Sektormagneten

$$0.02 \text{ s}^{-1}$$

Ar^{17+} -Rückstoßionen im Channeltron 1 hinter dem Sektormagneten nachgewiesen

$$10 \text{ s}^{-1}$$

7.1. Fehlerbetrachtung

Der statistische Fehler der Anpassung liegt bei $\pm 1\%$.

Eine Reihe systematischer Fehler ist zu nennen:

1. Während der Öffnungszeit des linearen Gates registrierte der Proportionalzähler außer $\epsilon(M1)$ zusätzliche Photonen, in einem Verhältnis 15 zu 1 von Nutzsignal zu gemessenem Untergrund. Der Untergrund wurde subtrahiert. Für diese Subtraktion ist ein Fehler von $\pm 2\%$ anzusetzen.

2. Es konnte zu zufälligen Koinzidenzen zwischen dem Proportionalzähler und dem Channeltron 1 hinter dem Sektermagneten kommen. Energiereiche Elektronen induzierten Fluoreszenzstrahlung, die der Proportionalzähler nachwies. Ar^{17+} -Ionen oder Ar^{16+} -Ionen, die durch Autoionisation nach der Extraktion entstanden, konnten durch ihren Nachweis im Channeltron 1 den Öffnungsimpuls für das lineare Gate auslösen. Während der fortschreitenden Meßzeit heizte sich der Magnet auf. Aufgrund der Widerstandserhöhung der Magnetspule bei Erwärmung sank die elektrische Stromstärke. Der Stromkonstanter konnte dies nur teilweise korrigieren. Aus der Anzahl der Ar^{17+} -Ionen ($10s^{-1}$) und der Anzahl der registrierten Photonen, die ausgelöst wurden durch energiereiche Elektronen ($0.02s^{-1}$) innerhalb der Öffnungsdauer des linearen Gates, konnte abgeschätzt werden, daß es auf ein echtes Ereignis zu 0.02 zufälligen Koinzidenzen kommen konnte.

Die zufälligen Koinzidenzen dürften in etwa ein Spektrum liefern, das dem Spektrum [HubT 86] ohne Ladungszustandskoinzidenz entspricht. Dies bedeutet, daß durch zufällige Koinzidenzen eine systematisch zu kleine Lebensdauer des $1s2s$ 4S_1 -Zustandes in heliumähnlichem Argon bestimmt wurde. Aus der Anzahl der zufälligen Koinzidenzen läßt sich ein systematischer Fehler von $+3\%$ auf die Lebensdauer abschätzen,

der wegen seiner eindeutigen Richtung annähernd korrigierbar ist.

3. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des ortsempfindlichen Proportionalzählers schwankt um $\pm 1\%$ in dem nutzbaren Bereich. Dies bedeutet, daß die Photonen von verschiedenen Teilen der Zerfallskurve im Detektor nicht mit der gleichen Wahrscheinlichkeit registriert werden.

4. Die Geschwindigkeit der Rückstoßionen ist mit einer Genauigkeit von $\pm 0.1\%$ bekannt. Bestimmt wurde die Beschleunigungsspannung U und damit über die Beziehung $E_{kin} = U \cdot q \cdot e$ die kinetische Energie der Rückstoßionen.

5. Verschiedene Messungen konnten durch die Ortsmarkierung mit einem Fehler kleiner als 3% aufeinander bezogen werden. Allerdings ist dies nur eine x-Verschiebung, die völlig unkritisch ist für die Bestimmung der Lebensdauer des $2\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon.

6. Die Totzeit des Vielkanalanalysators kann ebenso vernachlässigt werden wie die Divergenz des Rückstoßionenstroms und Streufelder, die in der Elektronik Spannungsimpulse induzieren können.

So ergibt sich folgender Wert für die Lebensdauer des $1s2s\ ^3S_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon:

$$\tau(2\ ^3S_1) = (203 \pm 12)\text{ ns}$$

Dieser Wert ist mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen. Die theoretischen Werte liegen zwischen $\tau=196\text{ ns}$ [BeiS 71] und $\tau=215\text{ ns}$ [FenK 72]. Anderson und Weinhold [AndW 75] geben $\tau=(212.4 \pm 0.5)\text{ ns}$ an. Es liegt somit ein zweites Meßergebnis vor, das gut verträglich ist mit dem theoretischen Wert und auf völlig andere Art und Weise (langsamer Rückstoßionenstrahl statt folienangeregtem schnellen Ionenstrahl) gewonnen wurde als die Ergebnisse aus Berkeley $(172 \pm 30)\text{ ns}$ [MarS 72], $(172 \pm 12)\text{ ns}$ [GouM 73] und $(202 \pm 20)\text{ ns}$ [GouM 76], von denen nur eines mit den theoretischen Voraussagen verträglich ist.

8. Weiterentwicklungsmöglichkeiten des experimentellen Aufbaus

1. Die Ausbeute an Rückstoßionen ist abhängig von der Dichte des Argongases im Target. Man erhält eine hohe Ausbeute nur mit einem differentiell gepumpten Gastarget. Weiterhin ist die Ausbeute abhängig von der Zahl der Projektilionen; deren Rate sollte nicht unter 1 Teilchen-nA (entspricht etwa $6 \cdot 10^9$ Teilchen/s) liegen. Bei der Verwendung größerer Turbomolekularpumpen mit höherer Saugleistung läßt sich die Gasdichte im Target erhöhen, ohne das Vakuum in der Meßkammer zu verschlechtern.

2. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wird erhöht, wenn ein Niederdruckproportionalzähler mit Iso-Butan als Zählgas verwendet wird, insbesondere weil dann ein dünneres Mylarfenster bei zugleich größerem Raumwinkel eingesetzt werden könnte. Ein zweiter Detektor würde ebenfalls die Nachweiswahrscheinlichkeit verbessern. Er ist bereits vorhanden, konnte aber aus Vakuump Problemen (zu geringe Saugleistung der verwendeten Turbomolekularpumpen) nicht eingesetzt werden.

3. Durch ein Elektronenspektrometer könnte die Autoionisation von Ar^{16+} -Ionen nachgewiesen werden. Dies könnte die Hypothese von Lin und Armstrong positiv klären. Ebenfalls könnte eine Koinzidenz von Röntgenquanten und Ar^{16+} -Ionen (Lebensdauer messung metastabiler Zustände in lithiumähnlichem Argon) dazu beitragen.

4. Der 180° -Sektormagnet sollte anders aufgebaut werden, und zwar mit einem Permanentmagneten (Kobalt-Samarium) als Kern. Durch eine um den Kern liegende Spule kann dann das Magnetfeld des 180° -Sektormagneten verändert werden. Dazu wären geringere elektrische Ströme notwendig, so daß ein Aufheizen des Magneten vermieden wurde und gleichzeitig höhere Flußdichten erreicht werden konnten.

5. In einem ersten Gastarget (Abbildung 49) könnten Argon-Rückstoßionen erzeugt werden, der folgende Sektormagnet würde Ar^{17+} -Ionen von den übrigen Rückstoßionen trennen. In einem zweiten Gastarget könnten die hochgeladenen Rückstoßionen Elektronen einfangen. So könnte eventuell eine höhere Ausbeute an angeregten Ar^{16+} -Ionen erreicht werden. Der nachfolgende Zylinderkondensator könnte die vom Sektormagneten selektierten Ionen deshalb nach ihrem Ladungszustand trennen, weil alle durchgelassenen Ionen nach der Sortierung durch den Sektormagneten die gleiche kinetische Energie haben. Anschließend würde der Zerfall der metastabilen Zustände, wie im bisherigen Experiment beschrieben, beobachtet werden. Es könnten zwei weitere Experimente durchgeführt werden.

a) Versucht werden könnte, die Lebensdauer in der ersten Zerfallslänge zu bestimmen, um eventuell die Hypothese vom nicht streng exponentiellen Zerfall zu überprüfen.

b) Bestimmt werden könnte die effektive bzw. mittlere Lebensdauer einer Vielzahl von Zuständen.

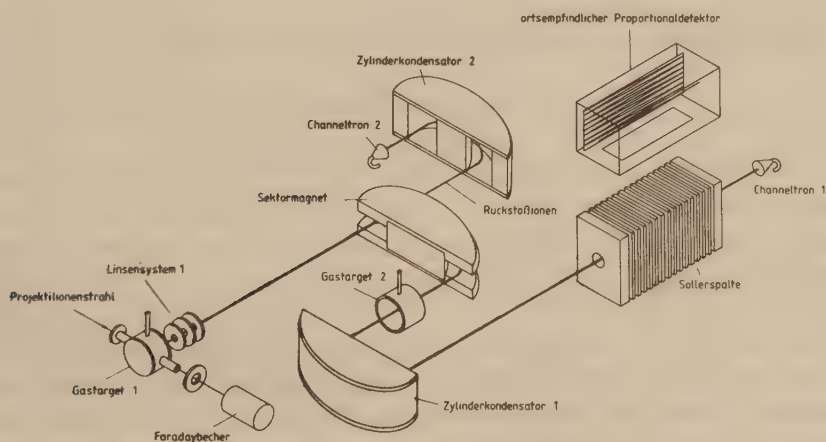


Abbildung 49
zukünftiger experimenteller Aufbau

9. Zusammenfassung und Ausblick

1. Es konnte gezeigt werden, daß im Schwerionenstoß Rückstoßionen in metastabilen Zuständen erzeugt werden.
2. Eine Extraktion dieser Rückstoßionen, mit einer Manipulation ihrer kinetischen Energie, war möglich.
3. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit der Rückstoßionen konnten die einzelnen Ladungszustände mit einem Sektormagneten geringer Flußdichte getrennt werden.
4. Zur Messung der Lebensdauer des $2\ ^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon wurde ein ortsempfindlicher Proportionalzähler mit einer Backgammon-Kathode entwickelt.
5. Es wurde demonstriert, daß mit Hilfe von Rückstoßionen die Lebensdauer langlebiger angeregter Zustände bestimmt werden kann.
6. Die Messung der Lebensdauer des $2\ ^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon lieferte folgenden Wert

$$\tau(2\ ^3\text{S}_1) = (203 \pm 12)\text{ ns}$$

im Einklang mit dem theoretischen Lebensdauerwert von

$$\tau_{\text{theor.}} = (212.4 \pm 0.5)\text{ ns [AndV 75].}$$

Die systematischen Fehler sind teils kleiner als bei entsprechenden Messungen an schnellen Ionenstrahlen, teils anderer Art. Dadurch ergibt sich ein nützlicher Vergleich der experimentellen Ergebnisse.

Damit scheint es festzustehen, daß bei früheren Experimenten an schnellen Ionenstrahlen [MarS 72] methodische Fehler, wie die Nichtbeachtung von zusätzlichen Zerfallskurven, verantwortlich waren für die Diskrepanz zwischen theoretischer Vorhersage und experimenteller Beobachtung des $1s2s\ ^3\text{S}_1$ -Zustandes in heliumähnlichem Argon.

Anhang

A.1. Inner-Schalen-Ionisation eines Targetatoms durch Stoßprozesse

Voraussetzung für die Nutzung von Rückstoßionen ist deren Erzeugung im Ion-Atom-Stoß, also die Vielfach-Ionisation von Atomen unter Einzelstoßbedingungen. Zur theoretischen Beschreibung sind eine Reihe von Ansätzen vorgeschlagen worden, die im folgenden kurz vorgestellt werden.

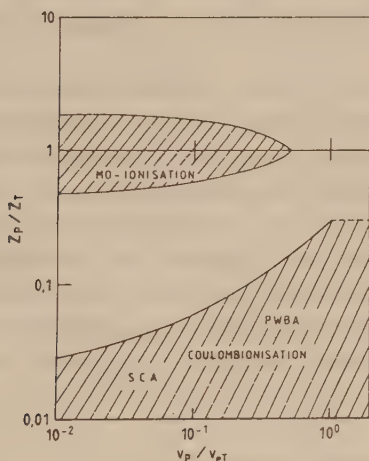


Abbildung A1

Gültigkeitsbereiche verschiedener Modelle der K-Schalenionisation (NO, SCA, PWBA) bei Ion-Atom-Stößen in einer Darstellung von Madison und Merzbacher [MadM 75].

v_p : Projektillgeschwindigkeit

v_{eT} : Bohrsche Umlaufgeschwindigkeit des Targetelektrons

Z_p : Kernladungszahl des Projektillions

Z_T : Kernladungszahl des Targetatoms

Die Erzeugung von Löchern in inneren Atomschalen kann durch verschiedene theoretische Modelle beschrieben werden. Diese lassen sich durch zwei physikalische Parameter voneinander abgrenzen:

a) Das Verhältnis der Ladungszahlen von Projektil (Z_P) und Target (Z_T). Hierdurch wird die Asymmetrie des Stoßsystems und die relative Stärke der Ankopplung eines Elektrons an das Projektil bzw. Targetatom bestimmt.

b) Der Quotient aus der Projektilgeschwindigkeit v_P und der Bohrschen Umlaufgeschwindigkeit des gebundenen Targetelektrons v_{eT} . Das Geschwindigkeitsverhältnis v_P/v_{eT} bestimmt dabei die mittlere Zeit der Wechselwirkung, die zur Ionisation führt.

Man kann drei grundlegende Anregungsmechanismen bei der Ionisation von neutralen Targetatomen durch schwere schnelle Projektilen unterscheiden. Die Abbildung A1 zeigt nach einer qualitativen Darstellung von Madison und Merzbacher [MadM 75] den Gültigkeitsbereich zweier dieser Anregungsmechanismen, der direkten Coulombionisation und der Bildung von Quasimolekülen (diese Quasimoleküle bilden Molekülorbitale aus, daher wird dieser Prozeß als MO-Ionisation bezeichnet). Weiterhin tragen zur Ionisation des Targets Elektroneneinfangprozesse durch das Projektil bei [Mik 66, Lap 77].

A1.1. Quasimolekulare Anregung (MO-Modell)

Wie man aus Abbildung A1 entnehmen kann, wird die Ionisation innerer Schalen für symmetrische oder nahezu symmetrische Stoßsysteme ($0.5 < Z_P / Z_T < 1.5$) bei Projektilgeschwindigkeiten mit $v_P/v_{eT} < 0.5$ durch das MO-Anregungsmodell beschrieben. Dieses Modell wurde von Fano und Lichten [FanL 65] entwickelt und basiert auf Berechnungen aus der Quantentheorie diatomarer Moleküle von Hund [Hun 27] und Mulliken [Mul 28].

In diesem Modell beschreibt man die gebundenen Elektronenzustände im Zweizentrenfeld des Projektil-Targetsystems. Sind die Stoßpartner getrennt, wechselwirken die inneren Schalen und unbesetzten Kontinuumszustände nur schwach oder überhaupt nicht. Ändert sich während des Stoßes die internukleare Entfernung der beiden kollidierenden Atome, wird die Ordnung des Energieniveaus der getrennten Atome gestört. Unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips kommt es zur Ausbildung von quasimolekularen Zuständen und zu einer Wechselwirkung zwischen besetzten gebundenen Zuständen mit einem oder mehreren unbesetzten oder teilweisen besetzten Elektronenorbitalen.

So kann durch die Wechselwirkung zwischen den sich intermediär ausbildenden molekularen Orbitalen ein Elektron aus einer inneren Schale in ein höheres unbesetztes Orbital promoviert werden. Nach der Trennung der beiden Stoßpartner lösen sich die molekularen Zustände auf, und es verbleibt ein Loch in einer inneren Schale eines der beiden Stoßpartner.

Die Zulässigkeit der Beschreibung der Inner-Schalen-Ionisation durch einen MO-Prozeß ist (Abbildung A1) stark eingeschränkt durch die Bedingungen

$$Z_P \approx Z_T$$

und dadurch, daß man langsame Stöße fordert, ausgedrückt durch

$$v_P/v_{\text{MT}} < 0.5$$

Die letzte Bedingung beschreibt gerade, daß die Elektronen in inneren Schalen genügend Zeit haben müssen, um ihre Orbitalzustände adiabatisch der Bewegung der zwei Kerne anzupassen, so daß es zur Ausbildung von MO-Zuständen kommen kann.

A1.2. Coulombionisation

Bei der Coulombionisation stößt das Projektil (eigentlich Elektronen oder Protonen) auf das Targetatom und ionisiert das Atom. Es wird dabei durch den Stoß vom Projektil auf das Elektron die Energie übertragen, die etwa der Bindungsenergie entspricht und damit im Vergleich zur Projektilenergie vernachlässigbar klein ist.

Für schnelle Projektilionen ($v_p > v_{eT}$) wird die Bedingung für Coulombionisation $Z_p \ll Z_T$ stark abgeschwächt (vgl. Abbildung A1). In diesem Fall wirkt das Projektil ähnlich wie eine Punktladung; denn die Stoßzeit ist kleiner als die Zeit für die Reaktion der Targetelektronen auf die Anwesenheit der Projektilelektronen.

Aus den Theorien, die die direkte Anregung in das Kontinuum beschreiben, sollen drei herausgegriffen werden.

A1.2.1. SCA, PWBA, BEA-Theorien

PWBA

Unter der Annahme, daß der Energieübertrag auf das Elektron klein ist im Vergleich zur Projektilenergie, ist der Streuwinkel des Projektils am Targetatom klein ($\sin \gamma \ll 1$). So lassen sich das stoßende und elastisch gestreute Projektil durch ebene Wellen beschreiben. Dieses Verfahren wird in der PWBA (Plane Wave Born Approximation) nach Henneberg [Hen 33] zur Berechnung von Ionisationswirkungsquerschnitten in 1. Bornscher Näherung angewendet.

Als Störpotential wird die Coulombwechselwirkung zwischen Projektilkern und dem gebundenen Targetelektron benutzt. Die störungstheoretische Berechnung ist nur gerechtfertigt, wenn die Störung der Wellenfunktion von Projektil- und Targetatom klein ist.

SCA

Diese Einschränkung gilt auch für die semiklassische Näherung SCA (Semi-Classical Approximation) [Koch 80]. Zur Berücksichtigung der Ablenkung des Projektils im Coulombfeld des Targetkerns wird die Bewegung des einfallenden Projektils im Targetfeld klassisch durch eine Hyperbelbahn beschrieben, während der Übergang des Elektrons von einer inneren Schale in das Kontinuum quantenmechanisch in einer zeitabhängigen Störungstheorie 1. Ordnung behandelt wird.

BEA

In der rein klassischen Näherung des Zwei-Körper-Stoßes von Projektil und Elektron BEA (Binary Encounter Approximation) wird ein direkter Energieaustausch zwischen dem einfallenden Projektil und dem Targetelektron angenommen. Der Ionisationsprozeß wird als Stoß zwischen Projektil mit dem Impuls P_1 und einem freien Elektron mit dem Impuls P_2 betrachtet. Der Targetkern ist dabei verantwortlich für eine Impulsverteilung der Elektronen. Zur Berechnung der totalen Ionisationswirkungsquerschnitte wird der Stoßquerschnitt über alle Impulsüberträge ΔP summiert. Dieses Ergebnis wird integriert über alle erlaubten Energieüberträge ΔE und gewichtet mit der Verteilung der Elektronenimpulse in dem zu ionisierenden gebundenen Zustand.

Sowohl die SCA und PWBA als auch die BEA zeigen dasselbe Skalierungsverhalten, die Ionisationswirkungsquerschnitte sind proportional dem Quadrat der Projektilladung [Kna 77]. Anders ausgedrückt: Die Ionisationsquerschnitte nach PWBA zeigen eine quadratische Z_F -Abhängigkeit von der Projektilladung (man kann zeigen, daß dies auch für die BEA und SCA gilt unter Vernachlässigung der Coulomb-Ablenkungskorrektur).

Die Theorien, die die Coulombionisation beschreiben, beschränken sich durch Anwendung störungstheoretischer Methoden auf kleine Störungen der Targetwellenfunktionen. Für große Stoßparameter b werden relative Abhängigkeiten richtig vorausgesagt.

In erster Näherung ist die stoßparameterabhängige Wahrscheinlichkeit $P_I(b)$, in der I -ten Schale des Targets ein Loch zu erzeugen, proportional zur Elektronendichte der Targetelektronen, die bei großen Abständen vom Targetkern annähernd exponentiell abfällt [Mul 28].

Durch viele stoßparameterabhängige Messungen der Ionisationswahrscheinlichkeiten ist dieses Resultat der Theorie bestätigt worden [StiS 76], auch mit Projektilen, die man nicht mehr als kleine Störung der Targetwellenfunktion betrachten kann.

Durch

$$\sigma^I = 2 \cdot \pi \int_0^{\infty} (b \cdot P_I(b)) \, db$$

ist prinzipiell der Wirkungsquerschnitt σ^I der Erzeugung eines Loches in der I -ten Schale des Targetatoms gegeben, wobei $P_I(b)$ die stoßparameterabhängige Wahrscheinlichkeit ist, in der Schale I ein Loch zu erzeugen; b ist der Stoßparameter.

A1.2.2. Monte- Carlo-Methode mit klassischen Trajektorien

Für den Fall, daß bei großen Störungen die vorgenannten Modelle nicht mehr greifen, wählten Olson und Salop [OlsS 77], [Ols 79] einen numerischen Weg, die Ionisationswahrscheinlichkeit pro Elektron zu bestimmen.

In der CTMC-Methode (Classical Trajectory Monte Carlo Method) werden mit Hilfe des Computers die klassischen Hamiltongleichungen für das Dreikörperproblem Elektron-Targetkern-Projektilkern integriert. Daraus wird bestimmt, ob das Projektil nach Wechselwirkung mit dem Targetatom und nachfolgender Trennung der Stoßpartner das Elektron aus dem Targetsystem entfernt hat.

Dieses Modell läßt sich anwenden, wenn störungstheoretische Ansätze ihre Anwendbarkeit verloren haben, sowohl bei der Ionisation äußerer Schalen als auch zur Bestimmung von Vielfachionisation. Allerdings ist der Fehler selten kleiner als 50 %.

A1.3. Elektroneneinfang

Es lassen sich Löcher im Targetatom dadurch erzeugen, daß Targetelektronen in gebundene oder ungebundene Zustände des Projektils eingefangen werden. Dieser Prozeß ist besonders bei schweren Ionen mit hohen Geschwindigkeiten von Bedeutung. Der Hauptgrund für die besondere Schwierigkeit, Wirkungsquerschnitte zu berechnen, liegt in der Tatsache, daß schon für den einfachsten Fall das Dreikörperproblem (Projektilkern-Targetkern-Elektron), unter Wahrung der Orthogonalität der verwendeten Wellenfunktionen, gelöst werden muß.

Modellrechnungen zu Einfangsquerschnitten gibt es von Lapicki und Losonsky [LapL 77] unter Berücksichtigung der Ablenkung des

Projektils und der Zunahme der Bindungsenergie des Targetelektrons infolge der Wechselwirkung mit der Projektilladung. Die Übereinstimmung mit experimentellen Wirkungsquerschnitten liegt etwa innerhalb $\pm 50\%$.

A1.4. Autoionisationsübergänge

Wie in den vorher beschriebenen Abschnitten erläutert wurde, können durch Ionisation oder Elektroneneinfang Löcher in inneren Schalen des Targetatoms erzeugt werden. Danach befindet sich das Targetatom in einem hochangeregten Zustand und zerfällt nach einer typischen Zeit von

$$t \gg t_{\text{stoe}} = 10^{-12} \text{ s}$$

durch zwei verschiedene Prozesse, entweder durch Aussendung von Photonen

$$t \approx 10^{-12} \text{ bis } 10^{-11} \text{ s}$$

oder von Augerelektronen

$$t \approx 10^{-16} \text{ s.}$$

Die Fluoreszenzausbeute ω gibt wieder, welcher Prozeß überwiegt.

Da Augerprozesse stärker von der Zahl der äußeren verfügbaren Elektronen abhängen als strahlende Übergänge, nimmt die Fluoreszenzausbeute mit wachsender Ionisation der äußeren Schalen zu.

Zusammenfassung der beschriebenen Ionisationstheorien

Für den Fall der Ionisation einzelner Schalenelektronen in Targetatomen, sei es durch Coulombionisation, Bildung von Quasimolekülen oder Elektroneneinfang durch das Projektilion, gibt es theoretische Beschreibungen, die unter gewissen Annahmen durch Experimente bestätigt wurden. Für die Vielfachionisation eines Targetatoms durch ein schnelles

geladenes Projektilion ist mehr als einer der vorangegangenen Prozesse wichtig. Der Elektroneneinfang aus der K-Schale des Targetatoms bei gleichzeitiger n-facher Ionisation der L-Schale durch das Gesamtprojektil und nachfolgender Autoionisation ist möglich. Eine recht gute Beschreibung für den Gesamtprozeß liefert das CTMC-Modell von Olson und Salop unter Anpassung an experimentelle Ergebnisse.

B1. Ablagerungen auf dem Anodendraht von Proportionalzählern

Der ortsempfindliche Proportionalzähler sollte langzeitstabil sein, d. h. bei den sehr langen Meßzeiten sollten sich seine Eigenschaften nicht ändern. Dies bedeutet, daß insbesondere die Gasverstärkung konstant bleiben mußte.

Es ist nun bekannt, daß es Alterungseffekte von Anodendrähten gibt [Cha 72, Sau 86] und [Ada 83]. Daher wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Physik der Universität Dortmund diese Alterungseffekte untersucht.

Für diese Untersuchungen wurde ein kommerzielles Proportionalzählrohr (Hersteller Siemens) (Abbildung B1) verwendet.

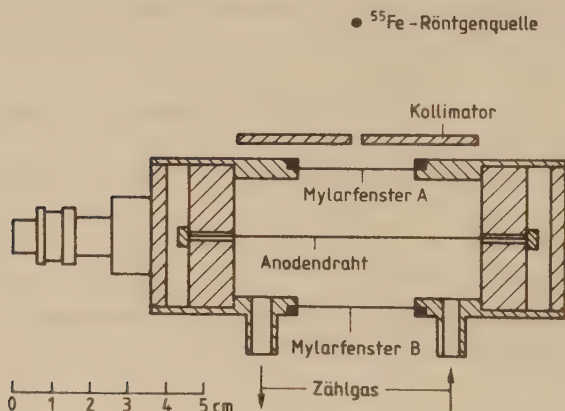


Abbildung B1
Schnitt durch das für Tests verwendete Proportionalzählrohr

Die Mylarfenster A und B hatten eine Stärke von $6\mu\text{m}$ und waren zur Verbesserung des elektrischen Feldverlaufes mit Aluminium bedampft. Als Zählgas diente P10 (90 % Argon und 10 % Methan).

Der vergoldete Anodendraht hatte einen Durchmesser von $50\mu\text{m}$ und bestand aus einer Legierung mit den Bestandteilen 95% Kupfer und 5% Beryllium. Die Gasverstärkung betrug zu Beginn der Messung $3.3 \cdot 10^3$. Sie wurde bestimmt aufgrund der Tatsache, daß ein Photon mit einer Energie von 5898eV im P10-Zählgas im Mittel 227 Elektronen produziert und der Kenntnis, daß der Vorverstärker für einen Spannungsimpuls von 1mV 18600 Elektronen auf einem Kondensator sammeln muß. Die elektronische Verstärkung, die Hochspannung an dem Anodendraht und der Gasdurchfluß und Gasdruck wurden konstant gehalten.

Als Photonenquelle wurde eine 50mCi ($1.85 \cdot 10^9\text{Bq}$) starke ^{55}Fe -Röntgenquelle benutzt. Mit Hilfe einer Computersteuerung wurde alle zwei Stunden ein Röntgenspektrum dieser Quelle aufgenommen. Gleichzeitig wurden alle Spannungsimpulse gezählt. Die Änderung der Lage der Mn-K-Röntgenlinie im Spektrum ist allein auf eine Änderung der Gasverstärkung zurückzuführen. Dies dient in Verbindung mit der bekannten Gasverstärkung zu Beginn der Messung zur Berechnung der Zahl der gesammelten Elektronen.

Die Abbildungen B2 bis B7 zeigen die aufgenommen Spektren, aus denen die Alterung des untersuchten Zähl drahtes hervorgeht. Die Zählereignisse sind auf der Ordinate als relative Intensität aufgetragen, dabei ist die maximale Rate der Zählereignisse auf 100 normiert, damit die Spektren vergleichbar sind.

Die Zahl der gesammelten Elektronen pro Zentimeter Anodendraht beträgt im

Spektrum A (Abbildung B2)	$2 \cdot 10^{13} \text{ e}^-/\text{cm}$
Spektrum B (Abbildung B3)	$2.5 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$
Spektrum C (Abbildung B4)	$4.6 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$
Spektrum D (Abbildung B5)	$5.5 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$
Spektrum E (Abbildung B6)	$8.8 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$
Spektrum F (Abbildung B7)	$1.7 \cdot 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}$

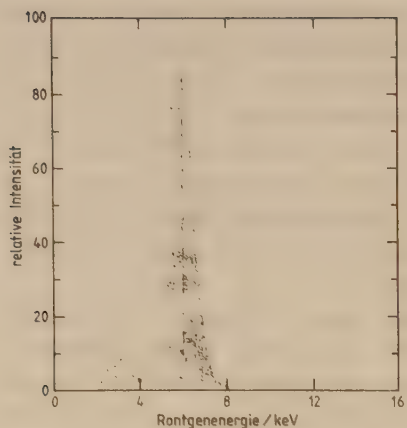


Abbildung B2
Spektrum der ^{55}Fe Röntgenquelle mit Mangan K Röntgenlinie und Escape Peak. Nachgewiesene Elektronenzahl: $2 \cdot 10^{13}$ pro Zentimeter Anodendraht

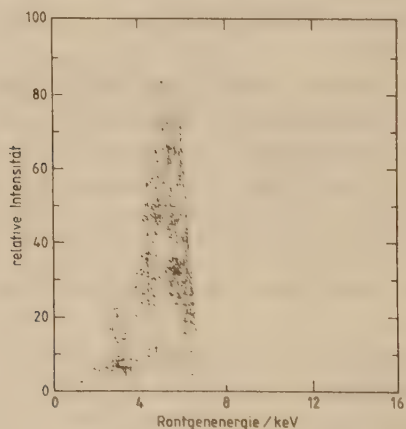


Abbildung B3
Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K Röntgenlinie und Escape Peak. Elektronenzahl: $2.5 \cdot 10^{14}$ pro Zentimeter Anodendraht
verbreiteter Nachgewiesene

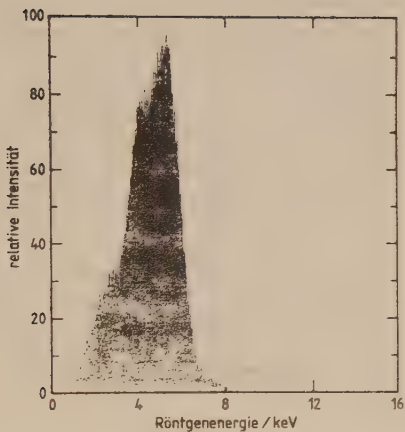


Abbildung B4

Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie, diese Linie zeigt zwei Maxima, und der Escape-Peak liegt in der Flanke der Mangan-K-Röntgenlinie. Nachgewiesene Elektronenzahl: $4.6 \cdot 10^{12}$ pro Zentimeter Anodendraht

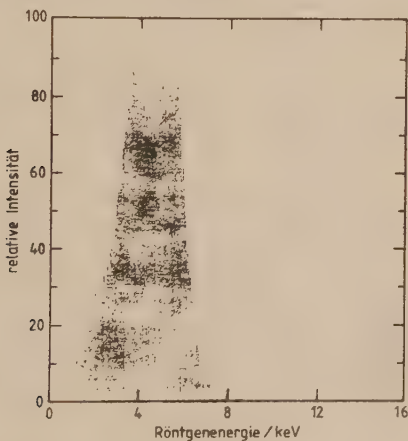


Abbildung B5

Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie, diese Linie zeigt zwei ausgeprägte Maxima. Nachgewiesene Elektronenzahl: $5.5 \cdot 10^{14}$ pro Zentimeter Anodendraht

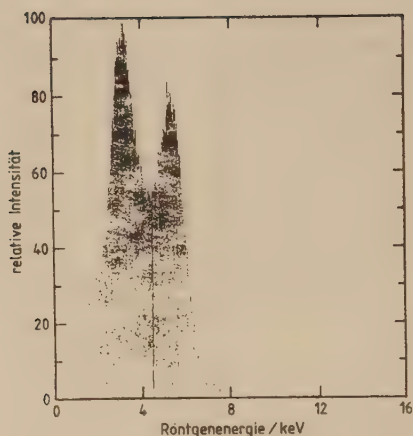


Abbildung B6
 Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie, die Intensität des zweiten Maximums nimmt ab.
 Nachgewiesene Elektronenzahl: $8,8 \cdot 10^{14}$ pro Zentimeter Anodendraht

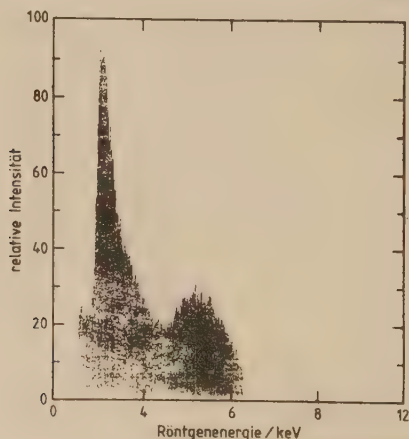


Abbildung B7
 Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie. Die Impulshöhe hat weiter abgenommen, gleichzeitig auch die Intensität des zweiten Maximums.
 Nachgewiesene Elektronenzahl: $1,7 \cdot 10^{15}$ pro Zentimeter Anodendraht

Das Spektrum A zeigt die Mn-K-Röntgenlinie und den Escape-Peak. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ beträgt 20%. Aufgenommen wurde dieses Spektrum, nachdem $2 \cdot 10^{13}$ Elektronen pro Zentimeter auf dem Anodendraht gesammelt worden waren. Die Zahl der Elektronen setzt sich aus der Zahl der Elektronen der Primärionisation und der Zahl der durch die Gasverstärkung erzeugten Sekundärelektronen zusammen.

Nach dem Nachweis von $2.5 \cdot 10^{14}$ Elektronen pro Zentimeter wurde das Spektrum B aufgenommen. Gegenüber Spektrum A ist eine Verschiebung der Linien zu scheinbar kleineren Röntgenenergien zu sehen, gleichseitig beträgt die Energieauflösung $\Delta E/E$ nur noch 36%.

Im Spektrum C ($4.6 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$) ist eine weitere Verschiebung zu sehen, und es scheint sich eine Struktur mit zwei Maxima auszubilden. Der Escape-Peak ist nur noch in der einen Flanke des Hauptmaximums zu sehen.

Die Doppellinien-Struktur ist deutlich im Spektrum D zu erkennen, nachdem $5.5 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$ zum Anodendraht gelangt waren. Der Escape-Peak wird nicht mehr aufgelöst.

Spektrum E ($8.8 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$) und Spektrum F ($1.7 \cdot 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}$) zeigen, wie sich die einzelnen Linien der Doppelstruktur verändern. Insbesondere nimmt die Intensität der energiehöheren Linien ab, und es zeigt sich eine weitere scheinbare Verringerung der Röntgenenergie. Der Proportionalzähler müsste neu geeicht werden, wenn mit ihm die Energie einer Röntgenlinie bestimmt werden sollte.

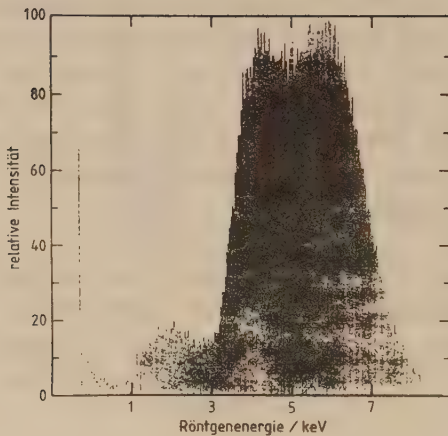


Abbildung B8
Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie durch das Mylarfenster A des Proportionalzählrohres. Es zeigt sich eine Struktur mit zwei Maxima.

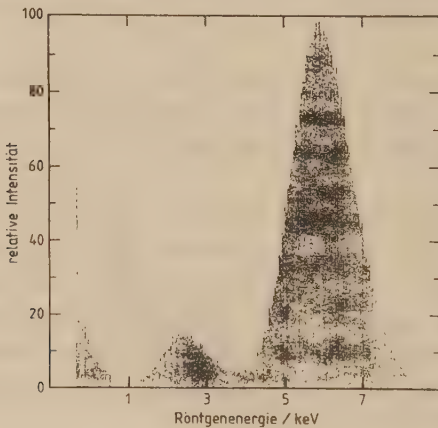


Abbildung B9
Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle mit Mangan-K-Röntgenlinie durch das Mylarfenster B des Proportionalzählrohres. Der Anodendraht war vorher durch das Fenster A bestrahlt worden, wobei am Anodendraht $5 \cdot 10^{14}$ Elektronen/cm nachgewiesen wurden. Trotzdem ergibt sich ein Spektrum ähnlich dem eines neuen Drahtes mit einer geringen Anzahl nachgewiesener Elektronen.

Das Spektrum (Abbildung B8) wurde aufgenommen, nachdem der Anodendraht $5 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}$ Elektronen gesammelt hatte. Es zeigt eine Struktur mit zwei Maxima und wurde aufgenommen wie die Spektren der Abbildungen B2 bis B7, indem der Anodendraht durch das Mylarfenster A bestrahlt wurde.

Nach der Aufnahme des vorangegangenen Spektrums wurde der Draht durch das Fenster B (Abbildung B1) bestrahlt, und es ergab sich ein Spektrum (Abbildung B9), das eher dem mit einem noch unbestrahlten Draht (Spektrum 40A) entspricht. Die Zahl der gesammelten Elektronen beträgt $1 \cdot 10^{12} \text{ e}^-/\text{cm}$ auf der B-Seite des Drahtes.

Um eine Erklärung für die beobachtete Alterung von Zähldrähten in solchen Proportionalkammern zu finden, wurden die Drähte mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskopes der Abteilung Chemietechnik der Universität Dortmund in Zusammenarbeit mit K.Schmitz, Experimentalphysik 4 Universität Dortmund, untersucht.

Die Abbildungen B10, B11 und B12 geben die elektronenmikroskopischen Aufnahmen wieder.

Die Aufnahme B10 zeigt einen unbestrahlten Draht.

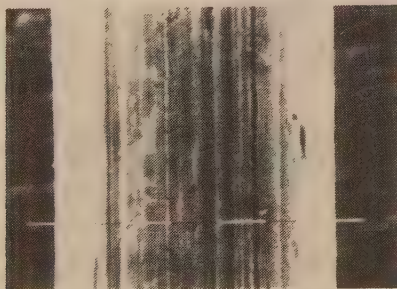


Abbildung B10
Unbestrahlter Anodendraht. Die Riefen stammen vom Ziehwerkzeug.

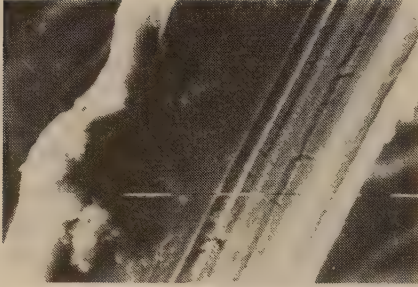


Abbildung B11
Bestrahlter Anodendraht mit Ablagerungen auf einer Seite



Abbildung B12
Bestrahlter Anodendraht, auf der langzeitbestrahlten Hälfte ist ein "weißer" Belag zu sehen, in Gegensatz zu der Seite des Drahtes, die nur kurzfristig durch das Fenster B des Proportionalzählrohres bestrahlt wurde.

Die Abbildung B11 zeigt einen bestrahlten Draht, nachdem $1.7 \cdot 10^{15} \text{ e/cm}$ nachgewiesen worden waren. Deutlich sind Ablagerungen auf dem Draht zu erkennen und auch, daß die Ablagerungen nicht zylindersymmetrisch auf dem Draht verteilt

sind. Die Querstriche auf der Abbildung geben den Vergrößerungsmaßstab an; ein Teilstrich entspricht $10\mu\text{m}$.

Die elektronenmikroskopische Aufnahme des Anodendrahtes, der von zwei Seiten bestrahlt wurde (durch die Fenster A und B des Proportionalzählrohres), ist in Abbildung B12 zu sehen.

Auf der Seite des Anodendrahtes, auf der $5 \cdot 10^{14} \text{e}^-/\text{cm}$ gesammelt worden sind, ist ein "weißer" Belag zu erkennen. Die andere Seite des Anodendrahtes, die nur $1 \cdot 10^{13} \text{e}^-/\text{cm}$ Elektronen nachgewiesen hat, hat keinen Belag. Der Maßstab der Vergrößerung beträgt pro Strich $20\mu\text{m}$.

Für die Analyse der Ablagerungen wurde die während der elektronenmikroskopischen Aufnahme durch die Elektronen angeregte Röntgenfluoreszenzstrahlung der Elemente des Anodendrahtes und der Ablagerungen ausgenutzt. Sie wurde entweder von einem Proportionalzählrohr oder von einem Si(Li)-Detektor nachgewiesen. Diese beiden Detektoren sind empfindlich für die Röntgen-K-Fluoreszenzstrahlung der Elemente mit einer Kernladungszahl größer 9. Die beiden Detektoren konnten nur die Fluoreszenzstrahlung der Elemente des Anodendrahtes nachweisen. Über die Elemente der Ablagerungen konnten keine Erkenntnisse gesammelt werden. Dies widerlegt die Vermutung, daß auf dem Anodendraht Silizium abgeschieden wird [Cha 85].

Die gebildeten Elektronen-Ionenlawinen muß man sich tropfenförmig vorstellen. Den Kopf bilden die Elektronen [Sau 77]. So lagern sich auch durch die Elektronenlawinen gebildeten Ionen der Zusatzstoffe des Zählgases auf dem Draht einseitig ab, im wesentlichen wohl Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffe.

Die relative Änderung der Gasverstärkung $\Delta M/M$ mit der Änderung des Anodenradius a ist gegeben durch

$$\Delta M/M = - 4 \cdot \Delta a/a \quad [\text{Sau } 77].$$

Die Drahtseite ohne Ablagerungen hat eine höhere Gasverstärkung als die Seite mit Ablagerungen. Die Struktur mit zwei Maxima erklärt sich somit durch die unterschiedliche Gasverstärkung auf dem Draht. Auf welcher Seite des Anodendrahtes die Gasverstärkung im Proportionalzähler stattfindet, hängt vom Ort der Primärlionisation ab und davon, wie die Primärelektronenwolke zum Anodendraht gelangt. Durch die Ablagerungen wird das elektrische Feld des Anodendrahtes so stark verzerrt, daß die Primärelektronenwolke die zunächst unbestrahlte Seite bevorzugt.

Im Rückstoßionenexperiment wurden trotz langer Meßzeiten nicht so viele Röntgenquanten und damit Elektronen am Anodendraht nachgewiesen, daß die Zählrohreigenschaften sich schon merklich vermindert hätten.

Literaturverzeichnis

- [Ada 83] J. Adam
Nucl. Instr. and Meth. 217, 291 (1983)
- [AkhB 65] A. I. Akhiezer, V. B. Berestetskii
Quantum Electrodynamics, New York 1965
- [AllT 76] R. Allemand, G. Thomas
Nucl. Instr. and Meth. 137, 141 (1976)
- [AndW 75] M. T. Anderson, F. Weinhold
Phys. Rev. A11, 442 (1975)
- [BedC 75] J. A. Bednar, C. L. Cocke, B. Curnutte, R. Randall
Phys. Rev. A11, 460 (1975)
- [BeiS 71] I. L. Beigman, U. I. Safronova
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 60, 2045 (1971)
- [BetS 57] H. A. Bethe, E. E. Salpeter:
Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms,
Springer-Verlag, Berlin 1957
- [BetG 70] H. Betz, L. Grodzins
Phys. Rev. Lett. 25, 211 (1970)
- [BeyD 84] H. F. Beyer, R. D. Deslattes, F. Folkmann, R. E. LaVilla
GSI-84-55 Preprint (1984)
veröffentlicht in
J. Phys. B18, 207 (1985)
- [BreT 40] G. Breit, E. Teller
Astrophys. J. 91, 215 (1940)

- [ByrS 70] J. Byrne, F. Skaik
Nucl. Instr. and Meth. 79, 286 (1970)
- [Cha 70] G. Charpak
Nucl. Instr. and Meth. 80, 13 (1970)
- [Cha 72] G. Charpak
Nucl. Instr. and Meth. 99, 279 (1972)
- [Cha 85] G. Charpak
Private Mitteilung
- [Cla 75] B. Classen
Staatsexamensarbeit, Universität Bochum (1975)
unveröffentlicht
- [Coc 76] C. L. Cocke
in Beam-Foil Spectroscopy, Vol. 1, Eds. I. A. Sellin
and D. J. Pegg, p. 283, Plenum Press, New York 1976
- [CocC 74] C. Cocke, B. Curnutte, J. R. Macdonald, R. Randall
Phys. Rev. A9, 57 (1974)
- [DavM 77] W. A. Davis, R. Marrus
Phys. Rev. A15, 1963 (1977)
- [Dal 66] A. Dalgarno
Proc. Phys. Soc. (London) 87, 371 (1966)
- [DalD 69] A. Dalgarno, G. W. F. Drake
Chem. Phys. Lett. 3, 349 (1969)
- [Dohl 78] H. D. Dohmann, D. Liesen
Z. Phys. A285, 171 (1978)
- [Dra 69] G. W. F. Drake
Astroph. J. 158, 1199 (1969)

- [Dra 71] G.W.F Drake
Phys. Rev. **A3**, 908 (1971)
- [DraD 69] G.W.F. Drake, A. Dalgarno
Astrophys. J. **157**, 459 (1969)
- [DraV 69] G.W.F. Drake, G.A. Victor, A. Dalgarno
Phys. Rev. **180**, 25 (1969)
- [DycJ 70] R.S. Van Dyck, C.E. Johnson, H.A. Shugart
Phys. Rev. **A4**, 1327 (1970)
- [EveS 55] E. Everhard, G. Stone, R.J. Carbone
Phys. Rev. **99**, 1287 (1955)
- [FanL 65] U. Fano und W. Lichten
Phys. Rev. Lett. **14**, 627 (1965)
- [FenK 72] S. Feneuille, E. Koenig
C.R. Acad. Sci. B **274**, 46 (1972)
- [Fis 77] B.E. Fischer
Nucl. Instr. and Meth. **141**, 173 (1977)
- [FolC 83] F. Folkmann, K.M. Cramon, R. Mann, H.F. Beyer
Physica Scripta **T3**, 166 (1983)
- [GabJ 69] A.H. Gabriel, C. Jordan
Nature **221**, 947 (1969)
- [GabJ 70] A.H. Gabriel, C. Jordan
Phys. Lett. **32A**, 166 (1970)
- [Gar 70] J.D. Garcia
Phys. Rev. **A1**, 280 (1970)

- [Gar 67] R.H.Garstang
Astrophys. J. 1148, 579 (1967)
- [GolW 64] M.L.Goldberger, K.M.Watson
Phys. Rev. B136, 1472 (1964)
- [GouM 73] H.Gould, R.Marrus, P.J.Mohr
Phys. Rev. Lett. 31, 504 (1973)
- [GouM 74] H.Gould, R.Marrus
Bull. Am. Phys. Soc. 19, 468 (1974)
- [GouM 76] H.Gould, R.Marrus
Bull. Am. Phys. Soc. 21, 84 (1976)
- [Gri 69] H.R.Griem
Astrophys. J. 156, L103 (1969)
- [Gri 70] H.R.Griem
Astrophys. J. 161, L155 (1970) (Erratum)
- [HarR 76] E.Harting, F.H.Read
Electrostatic Lenses
Elsevier Scientific Publishing Company,
Amsterdam (1976)
- [HatG 81] J.Hata, I.P.Grant
J. Phys. B14, 2111 (1981)
- [HecT 76] P.H.Heckmann, E.Träbert, H.Winter, F.Hannebauer,
H.H.Bukow, H.v.Buttler
Phys. Lett. 57A, 126 (1976)
- [Hel 87] H.Hellmann
Dissertation, Universität Bochum (1987)
(unveröffentlicht)

- [Hen 33] W.Henneberg
Z. Phys. 86, 592 (1933)
- [HubT 86] G.Hubricht, E.Träbert, H.M.Hellmann
Z. Phys. D4, 209 (1986)
- [Hun 27] F.Hund
Z. Phys. 40, 742 (1927)
- [Joh 72] W.R.Johnson
Phys. Rev. Lett. 29, 1123 (1972)
- [JohL 74] W.R.Johnson, C.D.Lin
Phys. Rev. A9, 1486 (1974)
- [JohL 76] W.R.Johnson, C.D.Lin
Phys. Rev. A14, 565 (1976)
- [JohL 76a] W.R.Johnson, C.D.Lin, A.Dalgarno
J. Phys. B9, L303 (1976)
- [Kel 82] S. Kelbch
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1982)
(unveröffentlicht)
- [Kla 69] S.Klarsfeld
Phys. Lett. A30, 382 (1969)
- [KleM 85] H.A.Klein, F.Moscattelli, E.G.Myers, E.H.Pinnington,
J.D.Silver, E.Träbert
J.Phys. B18, 1483 (1985)
- [Kna 77] B.Knaf
Dissertation Universität Dortmund (1977)
(unveröffentlicht)

- [Kno 79] G.F.Knoll
Radiation Detection and Measurement,
John Wiley, New York 1979
- [KocH 80] L.Kocbach, J.M.Hanstel, R.Gundersen
Nucl. Instr. and Meth. **169**, 281 (1980)
- [Kol 62] R.Kollath
Teilchenbeschleuniger, Verlag F.Vieweg,
Braunschweig 1962
- [Kra 86] J.Krause
Phys. Rev. **A34**, 3692 (1986)
- [LapL 77] G.Lapicki, W.Losonsky
Phys. Rev. **A15**, 896 (1977)
- [LinD 68] J.Lindhard, K.Dan
Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **36**, 10 (1968)
- [LinJ 77] C.D.Lin, W.R.Johnson, A.Dalgarno
Phys. Rev. **A15**, 154 (1977)
- [LinA 77] D.L.Lin, L.Armstrong Jr.
Phys. Rev **A16**, 791 (1977)
- [MadM 75] D.H.Madison, E.Merzbacher
in Atomic Innershell Processes,
(Herausgeber B.Crasemann)
Academic Press, New York 1975
- [Man 73] J.B.Mann
Atom. Data Nucl. Data Tables **12**, 1 (1973)
- [Man 85] R.Mann
Private Mitteilung

- [MarS 72] R. Marrus, W. Schmieder
Phys. Rev. **A5**, 1160 (1972)
- [Mar 73] R. Marrus
Nucl. Instr. Meth. **110**, 333 (1973)
- [MarY 68] J. B. Marion, F. C. Young
Nuclear Reaction Analysis,
North Holland, Amsterdam 1968
- [MooW 73] H. W. Moos, J. R. Woodworth
Phys. Rev. Lett. **30**, 775 (1973)
- [Mul 28] R. S. Mulliken
Phys. Rev. **32**, 186 (1928)
- [Nik 67] V. S. Nikolaev
Zh. Eksp. Teor. Fiz **51**, 1263 (1966)
(Sov. Phys. JETP **24**, 847 (1967))
- [OlsS 77] R. E. Olson, A. Salop
Phys. Rev. **A16**, 531 (1977)
- [Ols 79] R. E. Olson
J. Phys. **B12**, 1843 (1979)
- [OSch 81] Chun-Sing O, H. A. Schuessler
Revue Phys. Appl. **16**, 441 (1981)
- [Pre 77] G. Presser
Habilitationsschrift, Universität Dortmund (1977)
(unveröffentlicht)

- [Sau 77] F.Sauli
Principles of Operation of Multiwire,
Proportional and Drift Chambers,
CERN Report 77-09 (1977)
- [Sau 86] F.Sauli
CERN-EP 86-24 (1986)
- [Sch 80] E.Scherer
Dissertation, Universität Dortmund (1980)
(unveröffentlicht)
- [SchK 63] C.W.Scherr, R.E.Knight
Rev. Mod. Phys. 35, 436 (1963)
- [SchG 82] A.S.Schlachter, W.Groh, A.Müller, H.F.Beyer, R.Mann,
R.E.Olson
Phys. Rev. A26, 1373 (1982)
- [SchM 70] W.Schmieder, R.Marrus
Phys. Rev. Lett 25, 1245 (1970)
- [Schm 74] W.Schmieder
Rev. Sci. Instr. 45, 687 (1974)
- [Schw 72] C.Schwartz Private Mitteilung in [MarS 72]
- [Sim 73] B.Simon
Ann. Math. 97, 247 (1973)
- [ShaB 59] J.Shapiro, G.Breit
Phys. Rev. 113, 179 (1959)
- [Sp1G 51] L.Spitzer, L.L.Greenstein
Astrophys. J. 114, 407 (1951)

- [Ste 78] W. Steckelmacher
J. Phys. D: Appl. Phys. **11**, 1553 (1978)
- [StiS 76] K. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, R. Schule, K. Bethge,
I. Tserruya
Phys. Rev. **A14**, 146 (1976)
- [TräA 79] E. Träbert, I. A. Armour, S. Bashkin, W. A. Jelley,
R. O'Brien, J. D. Silver
J. Phys. **B12**, 1665 (1979)
- [Trä 86] E. Träbert
Z. Phys. **D2**, 213 (1986)
- [UllR 84] J. Ullrich, P. Richard, C. L. Cocke, S. Kelbch, R. Mann,
H. Schmidt-Böcking
J. Phys. **B17**, L785 (1984)
- [Vei 73] W. J. Veigele
Atomic Data **5**, 65 (1973)
- [VicD 76] G. A. Victor, A. Dalgarno
Phys. Rev. Lett. **25**, 1105 (1976)
- [Wes 76] G. P. Westphal
Nucl. Instr. and Meth. **134**, 387 (1976)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. H.v.Buttlar danke ich für die Förderung dieser Arbeit und die guten Arbeitsmöglichkeiten innerhalb seines Lehrstuhlbereiches.

Im besonderen gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. P.H.Heckmann für die Förderung dieser Arbeit und vor allem für den herzlichen menschlichen Kontakt.

Sehr herzlich danke ich meinem Betreuer Priv.-Doz. Dr. E.Träbert, der diese Arbeit anregte und wesentlich an ihrem Zustandekommen beteiligt war.

Für ihre Mithilfe bei der Durchführung der Experimente, wobei sie auch die langen Aufenthalte bei GSI-Darmstadt nicht scheute, danke ich meiner Kollegin Frau Dr. H.M.Hellmann.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. P.H.Mokler von der GSI-Darmstadt für die Unterstützung und Anteilnahme an den Messungen am Unilac-Beschleuniger der GSI-Darmstadt.

Herrn Prof. Dr. K.Kleinknecht, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (vormals Universität Dortmund), danke ich für die Zurverfügungstellung elektronischer Meßgeräte.

Stellvertretend für die Werkstätten seien an dieser Stelle Herrn K.Becker, feinmechanische Werkstatt, und Herrn B.Niesler, elektronische Werkstatt, Universität Bochum, für die schnelle und präzise Ausführung aller Arbeiten gedankt.

Eine große Hilfe bei der GSI-Darmstadt waren die Herren V.Enders und H.Wesp bei Beschaffung und Instandsetzung von Meßapparaturen.

Lebensbild

17. März 1953 geboren in Hagen (Westfalen)
Eltern Horst und Gerda Hubricht
- 1959-1964 Heubing-Volkschule Hagen-Haspe
- 1964-1972 Mathematisch naturwissenschaftliches
Gymnasium Hagen-Haspe
15. Mai 1972 Abitur
- 1972 Aufnahme des Studiums an der
Universität Dortmund mit den Fächern Physik
Biologie und Mathematik
Studienziel Lehramt am Gymnasium
9. Dezember 81 1. Philologische Staatsprüfung
- September 75 - Juni 82
Angestellter am Ernst-Meister-Gymnasium Hagen-Haspe
nebenberuflicher Unterricht
1. Februar 83 - 30. Juni 86
wissenschaftlicher Angestellter der Universität-Dortmund
Lehrstuhl für experimentelle Teilchenphysik
1. Juni 83 - 31. Mai 1987
wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum
Lehrstuhl für experimentelle Kernphysik 3,
Arbeitsgruppe Ionenstrahlspektroskopie
Promotion am 25. Mai 1987



